ORSAY
N° d'ordre : 2448

# THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Patrice PEREZ

## ETUDE DE LA PRODUCTION DE PAIRES $e^+e^-$ ET D'ELECTRONS DIRECTS EN COLLISIONS PROTON-PROTON AUX ISR DU CERN

Soutenue le 9 juin 1981, devant la Commission d'Examen

| | | | |
|---|---|---|---|
| MM. | P. | LEHMANN | Président |
| | M. | BANNER | Examinateurs |
| | P. | DARRIULAT | |
| | D. | FOURNIER | |
| | F.M. | RENARD | |

ORSAY
N° d'ordre : 2448

# THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Patrice PEREZ

## ETUDE DE LA PRODUCTION DE PAIRES $e^+e^-$ ET D'ELECTRONS DIRECTS EN COLLISIONS PROTON-PROTON AUX ISR DU CERN

Soutenue le 9 juin 1981, devant la Commission d'Examen

| | | | |
|---|---|---|---|
| MM. | P. | LEHMANN | Président |
| | M. | BANNER | Examinateurs |
| | P. | DARRIULAT | |
| | D. | FOURNIER | |
| | F.M. | RENARD | |

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

*A mes amis qui ont voulu faire de la recherche en physique et qui n'ont pas pu continuer après leur thèse de 3ème cycle ou leur thèse d'état.*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547321_0036

TABLE DES MATIERES


| | Pages |
|---|---|
| INTRODUCTION | 1 |
| Chapitre I - APPAREILLAGE | 5 |
| I.1. Aimant | 6 |
| I.2. Chambres à dérive | 6 |
| I.3. Matrice de compteurs en verre au plomb | 8 |
| I.4. Compteur Cerenkov | 9 |
| I.5. Les hodoscopes à scintillateur | 10 |
| I.6. Spectromètre à muons | 11 |
| I.7. Mesure de luminosité | 11 |
| I.8. Déclenchement | 11 |
| Chapitre II - ANALYSE | 13 |
| II.1. Paires d'électrons | 14 |
| II.1.1. Corrections sur l'énergie mesurée | 15 |
| II.1.2. Critères de sélection | 15 |
| II.2. Electrons seuls | 17 |
| II.2.1. Sélection des événements | 17 |
| II.2.2. Evaluation du bruit de fond | 19 |


.../...

Pages

Chapitre III - RESULTATS 25

III.1. Section efficace de production inclusive du $\psi$ 26
III.2. Particules associées au $\psi$ 30

III.2.1. Hadrons 30
III.2.2. Electrons 31
III.2.3. Photons 31

III.3. Comparaison avec les prédictions théoriques 33

III.3.1. Fusion de quarks charmés 34
III.3.2. Fusion de quarks légers 35
III.3.3. Fusion de gluons 36

III.4. Continuum 38

III.4.1. Acceptance et section efficace 38
III.4.2. Région de Drell-Yan 42
III.4.3. Région de masse < $M_{\psi}$ (charme) 44
III.4.4. Rapport $\psi'/\psi$ 46
III.4.5. Section efficace de production T 47
III.4.6. Origine hadronique de $\psi$, $\psi'$, T 47

III.5. Production inclusive d'électrons directs 48

III.5.1. Section efficace 49
III.5.2. Rapport $e/\pi$ 51
III.5.3. Symétrie de charge 53
III.5.4. Comparaison avec d'autres expériences 53

III.6. Contributions aux électrons directs 54

III.6.1. $\rho$, $\omega$, $\varphi$ 54
III.6.2. $\psi$ 55
III.6.3. Photons de Drell-Yan 56
III.6.4. $D\overline{D}$ 57
III.6.5. Somme : $\rho + \omega + \varphi + \psi + \gamma^{*} + D\overline{D}$ 57
III.6.6. $B\overline{B}$ 58
III.6.7. Contribution des photons directs 59
III.6.8. Discussion sur la contribution des photons de Drell-Yan 60

CONCLUSION 65

# INTRODUCTION

En 1974, des expériences au FNAL et aux ISR [1] ont mesuré le niveau de la production de leptons directs par rapport à celui des pions de l'ordre de $10^{-4}$ (le terme électrons "directs" désigne les électrons provenant d'états à courte durée de vie, excepté les électrons qui résultent de la conversion interne de $\pi^0$ et $\eta$ en $\gamma e^+e^-$ (paires de Dalitz)).

Les prédictions, se basant sur la désintégration des mésons vecteurs connus, $\ell/\pi \sim 2.10^{-5}$ et des spéculations théoriques tentèrent d'expliquer ce taux élevé de leptons, en particulier après la découverte du charme, par la contribution du $\psi \to \ell^+\ell^-$ et des désintégrations semi-leptoniques des mésons D [2].

La plupart des expériences ont fourni la valeur du rapport $\ell/\pi$, sans information sur les sources de ces leptons. Certaines ont pu déterminer, de façon plus ou moins précise, que ces leptons, à impulsion transverse élevée, provenaient en majorité de paires $\ell^+\ell^-$ [3], mais sans reconnaître la source des paires.

Une seconde génération d'expériences, détectant des paires $\mu^+\mu^-$ ou $e^+e^-$, a permis la découverte de $\psi$ et $\Upsilon$, et la mesure de plus en plus fine de la production d'un continuum de paires de leptons.

Il convenait alors d'évaluer les contributions de ces nouvelles sources de leptons "directs", et savoir ainsi si cela explique la valeur élevée de $\ell/\pi$.

Le travail présenté ici consiste en l'étude de la production de paires $e^+e^-$ de masse supérieure à 1,4 GeV/$c^2$ et de la mesure de la production d'électrons directs d'impulsion transverse comprise entre 1,8 GeV/c et 4,5 GeV/c, en collisions proton-proton aux ISR du CERN, à des énergies dans le centre de masse $\sqrt{s}$ = 52,7 et 62,4 GeV.

Cette étude est un des aspects d'une expérience qui a permis, en outre, l'étude de la production de paires $e^+e^-$ de masse inférieure à 1,2 GeV/c et des corrélations entre électrons et muons, dont les résultats sont déjà publiés [4]. Ces résultats, ainsi que ceux, présentés ici, concernant la production de $\psi$ et T, et du continuum de Drell-Yan, seront utilisés pour estimer leurs contributions aux électrons seuls.

Cette expérience a été réalisée en collaboration entre des équipes du CERN (A.G. Clark, P. Darriulat, K. Eggert, V. Hungerbühler, J. Strauss, A. Zallo) et de l'E.T.H. Zürich (P. Jenni, P. Strolin, G.J. Tarnopolsky) et du D.Ph.P.E. de Saclay (M. Banner, J.C. Cheze, M. Cribier, C. Lapuyade, M. Lemoine, T. Modis, G. Smadja, J. Teiger, C. Tur, J.P. Vialle, H. Zaccone, A. Zylberstejn).

L'appareillage est constitué de deux spectromètres placés de chaque côté d'une intersection des ISR, à 90° de l'axe des faisceaux. En effet, la majeure partie des hadrons sont produits au voisinage de l'axe des faisceaux avec une grande impulsion longitudinale. Au contraire, les particules lourdes sont produites pratiquement au repos et se désintègrent en donnant des leptons de grande impulsion transverse. C'est donc au voisinage de y = o ($y = \frac{1}{2} \text{Log} \left(\frac{E + P_L}{E - P_L}\right)$) que l'on espère détecter les événements rares avec un bruit de fond raisonnable.

Paires d'électrons :

A haute énergie, on s'attend à ce que les collisions entre protons se fassent effectivement entre les partons (particules ponctuelles) constituants, qui peuvent être considérés comme instantanément libres dans certaines conditions cinématiques.

Le modèle de Drell et Yan [5] suppose que les deux partons, qui s'annihilent pour produire un photon virtuel se désintègrant en une paire $\ell^+\ell^-$, sont un quark et un anti-quark (issus de protons différents, pour une paire $\ell^+\ell^-$ de masse suffisamment grande).

La section efficace différentielle de production d'un photon virtuel de masse M a la propriété d'invariance d'échelle :

$$M^3 \frac{d^2\sigma}{dMdy} = \frac{8\pi\alpha^2}{9} F\left(\frac{M}{\sqrt{s}}\right) ,$$

où F n'est fonction que de $M/\sqrt{s}$, et est une combinaison des fonctions de structure du proton et $\sqrt{s}$ l'énergie dans le centre de masse. Il est intéressant de vérifier que ce comportement est vrai aux énergies des ISR.

En théorie de chromodynamique quantique, les partons peuvent aussi être des gluons (quanta de l'interaction forte) et il faut tenir compte, aussi, du rayonnement de gluons par les quarks. La fonction F ne dépend plus uniquement du rapport $M/\sqrt{s}$ et doit aussi varier avec la masse du photon virtuel. Cependant les variations attendues [31] sont trop faibles pour être mesurées avec les statistiques actuelles. Mais le rayonnement de gluons introduit une différence facilement observable avec le modèle "naïf" de Drell-Yan : les paires $\ell^+\ell^-$ peuvent acquérir une grande impulsion transverse.

D'un autre côté, la production abondante de $\Psi$ dans les collisions hadron-hadron permet d'étudier les particularités de sa génération. Divers mécanismes ont été proposés, faisant intervenir la fusion de quarks légers, de quarks charmés, ou de gluons. Les mesures concernant les particules associées permettent d'estimer les contributions des différents processus.

L'appareillage comporte, dans chaque spectromètre, un compteur Čerenkov pour sélectionner les électrons, et des compteurs en verre au plomb pour mesurer l'énergie des $\gamma$ et des électrons. Cet ensemble permet de détecter les paires d'électrons en réduisant considérablement le bruit de fond de hadrons. Les particules associées (hadrons, $\gamma$, électrons) sont aussi détectées.

Electrons seuls :

La motivation originale des mesures de leptons seuls à haut $p_T$ était la détection du boson intermédiaire W, ou, plus généralement, de particules lourdes, dans leur mode de désintégration leptonique ($W \to e\nu$, $\psi^* \to e^+e^-$) [6]. En effet, le spectre en impulsion transverse des leptons de désintégration présente un pic à la moitié de la masse de la particule mère, ce qui pouvait être détecté expérimentalement.

Chacun des deux spectromètres permet de détecter des électrons seuls. Il faut, cependant, utiliser toutes les informations disponibles pour atteindre la réjection suffisante contre les hadrons, les paires de Dalitz, et les conversions de $\gamma$, qui simulent des électrons seuls.

Ayant mesuré la production des paires, il est intéressant de calculer leur contribution aux électrons célibataires.

Nous nous proposons d'étudier la production de paires électron-positron, et d'électrons seuls dans les collisions proton-proton à très haute énergie ($\sqrt{s}$ = 52 et 62 GeV) effectuées aux ISR.

---

*Dans ce cas, l'acceptance de l'appareillage est évidemment bien plus grande pour détecter un seul lepton que la paire.

# Chapitre I

## APPAREILLAGE

Le dispositif expérimental, illustré par les figures 1 et 2, est constitué de trois spectromètres.

Deux spectromètres identiques sont placés de chaque côté d'une intersection des ISR, et détectent les particules émises au voisinage de 90° de l'axe des faisceaux. Chacun comporte un aimant équipé de deux ensembles de chambres à dérive (avant et arrière) pour mesurer l'impulsion et le signe des particules chargées. Un compteur Čerenkov, placé dans l'aimant, sépare les électrons des pions pour des quantités de mouvement inférieures à 5,7 GeV/c. Ce spectromètre magnétique est suivi d'une matrice de compteurs à verre au plomb, V, pour mesurer l'énergie des électrons et des photons. Trois hodoscopes, A, E et F, fournissent le déclenchement sur particules chargées, dont la vitesse est déterminée par la mesure du temps de vol entre A et E ; celle-ci, couplée à la mesure de l'impulsion, permet de trouver la masse des hadrons chargés.

Le troisième spectromètre permet uniquement d'identifier les muons. Il est vertical, placé entre les deux autres, au-dessus de la chambre à vide.

Nous appellerons bras 1 le détecteur horizontal placé vers l'intérieur de l'anneau des ISR, bras 2 celui placé vers l'extérieur, et 3ème bras le détecteur de muons.

Les paragraphes suivants décrivent de façon plus détaillée l'un des deux spectromètres horizontaux.

I.1. AIMANT.

L'aimant, de grande ouverture (150 × 40 $cm^2$) et de 40 cm de profondeur, est situé aussi près que possible de la chambre à vide (70 cm) pour permettre de couvrir un grand angle solide (0,77 sr et 0,5 sr pour le verre au plomb). Pour réduire leur effet sur les faisceaux, les champs magnétiques des bras 1 et 2 sont de polarité opposée. Les biais expérimentaux éventuels sont amoindris en alternant fréquemment ces polarités. La composante principale du champ est verticale, l'intensité est de 0,6 Tesla au centre. L'impulsion transverse, définie par :

$$\int eBdl \simeq 90 \text{ MeV/c}$$

I.2. CHAMBRES A DERIVE.

Les chambres extrêmes sont distantes de 19 cm et 40 cm devant et derrière l'aimant respectivement. Pour obtenir une haute précision spatiale dans le plan où les trajectoires sont courbées (plan horizontal), des chambres à dérive sont utilisées. La distance de dérive est de 2,5 cm. Des plans de fils, séparés de 2 mm, rendent uniforme le champ électrique. Les fils de lecture sont des doublets séparés de 0,5 mm pour lever l'ambiguïté droite-gauche.

Chaque plan a ses fils selon l'une des trois orientations suivantes : parallèle au champ magnétique (X), ou avec un angle de ±10° ou ±7° par rapport à celui-ci (U et V). Puisqu'il n'y a pas de courbure dans le plan vertical, le bras de levier correspond à la longueur totale du spectromètre (2 m). De plus, de tels petits angles stéréoscopiques présentent l'avantage de résoudre des ambiguïtés au niveau de reconstruction des traces (lorsque deux particules sont proches l'une de l'autre, ces petits angles facilitent l'association de la projection verticale d'une trace avec sa projection horizontale).

Les chambres avant (4X et 3U) comportent des fils longs de 25 cm et ont une largeur utile de 1 m, les chambres arrières (3X, 2U, 1V) ont des fils longs de 1,04 m et une largeur utile de 3 m.

Au début de l'expérience, toutes les chambres étaient remplies d'un mélange d'argon, d'isobutane et de méthylal (65:31:4). Mais les radiations endommageant gravement les chambres avant (les plus proches des faisceaux), ce mélange a été remplacé par un mélange argon-éthane-méthylal (49:49:2), qui est moins sensible aux radiations.

Le temps de dérive, de l'ordre de 200 ns/cm, est digitalisé par intervalles de 2 ns. Le signal de l'hodoscope A déclenche la mesure du temps. Il est possible de séparer deux signaux sur le même fil s'ils proviennent de deux particules distantes d'au moins 2 mm.

Pour obtenir la meilleure précision spatiale, il faut tenir compte des paramètres suivants [7]. Les retards relatifs dus à des longueurs de câbles différant d'un fil à l'autre, les positions géométriques des plans de mesure, et une évaluation de la relation entre le temps de dérive et la distance du fil de lecture à l'intersection de la trace avec le plan de mesure, pour des angles d'incidence variant de 0° à 45°. Ceci nécessitait de prendre souvent des données sans champ magnétique. L'effet du champ magnétique sur les trajectoires des électrons de dérive est sensible dans les deux dernières chambres devant l'aimant où le champ atteint 3000 Gauss. La correction correspondante est évaluée en comparant deux cellules de dérive adjacentes où l'effet du champ magnétiqe est en sens contraire.

Il y a suffisamment de chambres pour mesurer la résolution spatiale et l'efficacité de reconstruction dans chaque ensemble de chambres. La précision spatiale obtenue est : $\sigma\cos\theta = 250$ µm aussi bien devant que derrière l'aimant [7]. La largeur observée du $\psi \to e^+e^-$ (voir figure 6) est bien décrite par cette résolution si l'on tient compte des pertes d'énergie par rayonnement et diffusion multiple. La précision globale sur l'impulsion, pour la durée de l'expérience, a été maintenue à :

$$\frac{\Delta p}{p} = 10^{-2}\sqrt{9 + (4{,}2p(\mathrm{GeV/c}))^2}$$

l'efficacité de reconstruction des traces est de 97% dans chaque ensemble de chambres, sauf si une chambre (1X, 1U) manque à l'arrière où l'efficacité tombe à 85%.

## I.3. MATRICE DE COMPTEURS EN VERRE AU PLOMB.

La matrice de compteurs en verre au plomb V est située à 2,3 m des faisceaux, derrière les grandes chambres. Un chariot pouvant se déplacer perpendiculairement à l'axe des faisceaux, supporte sept rangées de vingt blocs de verre au plomb ; chacun, de dimensions $15 \times 15 \times 32{,}5$ cm$^3$ est "vu" par un photomultiplicateur collé sur la face arrière. Une source d'américium-241 incluse dans du scintillateur et collée sur la face avant permet de contrôler la calibration en énergie.

Un électron, ou un photon, arrivant sur le bloc produit une gerbe électromagnétique dans les 14,8 longueurs de radiation du compteur, le signal recueilli étant proportionnel à l'énergie déposée (Remarque : un $\pi$ ou un $\mu$ traversant un bloc sans interagir donne une quantité de lumière équivalente à celle que donnerait un électron de 460 MeV).

Un mur de béton, de part et d'autre de l'appareillage, protège le verre au plomb contre le bruit de fond des faisceaux qui détériorerait les qualités optiques du verre. Toute la matrice est blindée contre le champ magnétique résiduel de l'aimant par une plaque de fer de 2 cm d'épaisseur (voir figure 1).

Les signaux venant des anodes sont analysés par des CAD (Convertisseur Analogique Digital) tandis que les impulsions des dernières dynodes sont additionnées en vue d'établir un seuil de déclenchement en énergie.

La calibration de la réponse en énergie de ce détecteur est très importante. Avant l'installation aux ISR, chaque bloc a été calibré dans un faisceau d'électrons de 2 GeV au synchrotron à protons (PS) et la haute tension des photomultiplicateurs ajustée pour obtenir un gain uniforme sur l'ensemble de la matrice. Cette calibration est suivie tout au long de l'expérience grâce aux sources de lumière à l'américium. En effet, on constate un jaunissement du verre, dû aux radiations, qui change la transparence ; ces calibrations tiennent compte, aussi, de l'évolution des photomultiplicateurs au cours du temps. Les signaux des anodes sont amplifiés 10 fois, lors des

calibrations, pour avoir une réponse similaire à celle que donnerait un photon de 1,5 GeV. Le gain et la linéarité des amplificateurs sont mesurés de façon indépendante.

Les chariots sont reculés périodiquement à 4 m de l'intersection, distance à laquelle les désintégrations $\pi^0 \to \gamma\gamma$ fournissent deux photons séparés dans l'espace et dont l'énergie varie entre 500 MeV et 2 GeV. Ceci permet de vérifier la calibration de chaque compteur à ±5%.

En utilisant 2000 désintégrations $\psi \to e^+e^-$, où les électrons sont détectés dans les bras opposés, l'incertitude sur la mesure de l'énergie (comparaison avec l'impulsion) est estimée à ±3% dans l'intervalle 1 à 2 GeV.

La résolution est de la forme :

$$\frac{\Delta E}{E} = 10^{-2} \left( 25 + \left[ \frac{12}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \right]^2 \right)^{1/2}$$

La linéarité de la réponse en énergie à des électrons de 2 GeV et 12 GeV a été mesurée au PS pour des angles d'incidence de 0° et 34° est vérifiée à ±2%. Pour des signaux faibles, il a été tenu compte de petites déviations par rapport à la linéarité, introduites par le système de mesure.

## I.4. COMPTEUR CERENKOV.

Le compteur Cerenkov est rempli d'air à la pression atmosphérique ; il a un seuil de déclenchement aux électrons de 21 MeV/c et de 5,8 GeV/c pour les pions. Il est constitué de 12 cellules, chacune étant définie par un miroir elliptique en plexiglass de 6 mm d'épaisseur et dont les foyers sont : la photocathode du photomultiplicateur et la zone d'interaction (diamant). Afin de couvrir tout le domaine angulaire déterminé par le diamant, des collecteurs de lumière tronconique sont installés devant les photocathodes.

Pour mesurer l'efficacité aux électrons, des données spéciales furent prises avec un convertisseur de gammas (0,1 longueur de radiation) inséré devant les premières chambres à dérive.

La longueur moyenne de gaz traversé par une particule est de 70 cm.

Les photons convertis sont identifiés comme une paire de particules de signes opposés de masse invariante inférieure à 30 MeV/$c^2$ et dont la somme des impulsions est peu différente de l'énergie déposée dans le verre au plomb. L'efficacité aux gammas convertis est obtenue en comptant le nombre de fois où le Čerenkov a fonctionné : $\varepsilon = 0,97 \pm 0,01$. Cette efficacité est distribuée suivant une loi de Poisson : $\varepsilon = 1 - e^{-N}$ en fonction du nombre moyen de photoélectrons N (proportionnel au nombre de photons Čerenkov). $N = 3,5 \pm 0,33$ pour un gamma converti. Un programme, simulant les trajectoires des photons lumineux, montre qu'un photon converti donne deux fois plus de lumière qu'un électron seul pour des impulsions supérieures à 300 MeV/c. D'où, pour un électron seul : $N = 1,77 \pm 0,16$ et $\varepsilon = 0,83 \pm 0,03$.

Pour chaque cellule qui donne un signal, son numéro est enregistré ainsi que l'amplitude du signal et le temps qui le sépare de celui du signal de déclenchement.

## I.5. LES HODOSCOPES A SCINTILLATEUR.

Trois ensembles d'hodoscopes à scintillateur A, E et F sont utilisés pour le déclenchement. L'amplitude des signaux est enregistrée et le temps de vol entre A et E est mesuré. L'hodoscope A est situé après les deux premières chambres à dérive à 25 cm de l'intersection. Il est formé de deux rangées juxtaposées de huit scintillateurs de dimensions utiles $10 \times 15 \times 0,5$ $cm^3$. Chacun a son propre photomultiplicateur. Cet hodoscope permet d'identifier les gammas convertis et les paires de Dalitz qui déposent deux fois plus d'énergie qu'un électron seul. Parmi ces paires, celles qui laissent une trace dans les deux premières chambres, ne peuvent provenir de la conversion d'un photon que si elle a lieu au niveau de la paroi de la chambre à vide (0,01 longueur de radiation).

Les hodoscopes E et F situés à 2 m de l'intersection comprennent 22 et 20 scintillateurs ($100 \times 15 \times 1$ $cm^3$), respectivement. Une plaque de fer de 2 cm d'épaisseur (une longueur de radiation, ce

qui correspond à une probabilité de conversion pour les photons de 56%) les sépare. Pour des électrons, la gerbe électromagnétique commence dans la plaque et l'amplitude dans l'hodoscope F fournit un rejet supplémentaire aux hadrons.

Nous définissons, dans chaque compteur, le minimum d'ionisation par le rapport de l'amplitude mesurée à celle correspondant à une particule au minimum d'ionisation. Ainsi, par exemple, deux particules traversant le même compteur donnent un signal égal à deux minima d'ionisation.

## I.6. SPECTROMETRE A MUONS.

Le bras de muons est décrit très brièvement car l'analyse des corrélations eμ n'est pas présentée ici [4]. Seul le résultat est utilisé. Lorsqu'un muon sort de la chambre à vide selon la verticale, et s'il a suffisamment d'énergie ($P > 1$ GeV/c), il rencontre successivement : un absorbeur, un ensemble de chambres proportionnelles, un absorbeur en fer magnétisé, et un deuxième ensemble de chambres proportionnelles suivi du retour de l'aimant. La charge du muon est déterminée, mais ce détecteur n'est pas assez précis pour mesurer l'impulsion du muon.

## I.7. MESURE DE LA LUMINOSITE.

Des compteurs à scintillation sont installés de part et d'autre de l'appareillage, au-dessus des faisceaux (voir figure 3). Le nombre de coïncidences N entre ces compteurs est proportionnel au nombre d'interactions proton-proton et à la luminosité $\mathcal{L} = kN$. La constante k, qui dépend de la forme des faisceaux, est déterminée régulièrement, à chaque énergie, en utilisant la méthode de Van der Meer [8].

## I.8. DECLENCHEMENT.

Dans chaque bras, les 12 cellules du Čerenkov sont regroupées en 4 quadrants et les signaux venant des dernières dynodes de chaque compteur à verre au plomb sont ajoutés en quadrants qui se recouvrent et qui correspondent à ceux du Čerenkov. Les hodoscopes

E et F sont divisés en deux ensembles se recouvrant qui correspondent aux quadrants précédents. Le signal de déclenchement est obtenu en exigeant la coïncidence entre les quadrants correspondants du Čerenkov et du verre au plomb, ainsi que des demi-hodoscopes E et F associés, et un signal de l'un des compteurs A du même bras.

Le taux de déclenchement est déterminé par l'énergie déposée minimale qui est exigée pour prendre en compte un événement. Cette énergie de seuil est réglée, pour chaque type d'événements, à la valeur minimum compatible avec un temps mort réduit du système d'enregistrement des données.

Pour les paires d'électrons, un tel signal doit être en coïncidence avec un signal de même type dans l'autre bras. Le seuil est de 450 MeV par quadrant de verre au plomb, ce qui conduit à un taux de déclenchement de l'ordre de 1 par seconde, à la luminosité maximum dont nous disposions à cette époque aux ISR ($\sim 1{,}5.10^{31}$ $cm^{-2}s^{-1}$).

Pour les électrons seuls, le seuil des quadrants du verre au plomb est de 1,5 GeV au bras 1 et 2,5 GeV au bras 2, le taux de déclenchement est voisin de 4/s par bras.

Le chapitre suivant (II) décrit la façon dont a été sélectionné l'échantillon expérimental d'électrons directs et de paires d'électrons parmi les événements enregistrés au niveau du déclenchement.

Le chapitre III sera dédié à l'analyse de la production de ces particules et des particules associées dans le cadre de différents modèles théoriques.

# Chapitre II

## ANALYSE

Parmi les candidats électrons ayant satisfait aux conditions de déclenchement, il s'agit de réduire le bruit de fond tout en conservant la meilleure efficacité de détection. Le bruit de fond est constitué de gammas convertis dans la paroi de la chambre à vide, les hodoscopes A, ou les parois des chambres à dérive ; de paires de Dalitz ; de hadrons chargés.

Le compteur Čerenkov a un pouvoir de réjection contre les hadrons de 300 environ. En comparant l'énergie et l'impulsion mesurées, un facteur de réjection de l'ordre de 30 est obtenu. L'étude des réponses des différents hodoscopes ajoute un nouveau facteur 6 à la réjection totale qui est ainsi voisine de $6.10^4$ pour les critères de sélection les plus sévères (ceux utilisés pour la sélection des électrons seuls).

En ce qui concerne les électrons venant de $\gamma$, la réjection est obtenue en utilisant l'amplitude des signaux du double hodoscope A, les traces éventuelles laissées dans les petites chambres situées devant ces compteurs, et en étudiant la distribution de l'énergie déposée dans le verre au plomb.

Nous commencerons par présenter l'analyse des paires électron-positron de masse effective supérieure à 1,4 GeV/$c^2$. En effet, celle-ci est plus simple que l'analyse des électrons seuls car les critères de sélection sont appliqués à chacune des deux traces ; le facteur de réjection est ainsi égal au carré de celui obtenu pour un électron simple avec les mêmes coupures. Il n'est donc pas nécessaire d'effectuer des coupures aussi sévères que pour les électrons seuls.

De plus, les caractéristiques de la particule $\psi$ étant bien connues et celle-ci étant mise en évidence facilement dans nos données avec un faible bruit de fond, il est possible de vérifier la réponse de l'appareillage à des électrons bien signés. Les événements $\psi \to e^+e^-$ seront utilisés, par la suite, pour déterminer l'efficacité des différentes coupures.

## II.1. PAIRES D'ELECTRONS.

Un électron est défini par une trace reconstruite qui passe à travers une cellule du Čerenkov qui a fonctionné et dont l'énergie est égale à l'énergie déposée dans le bloc de verre au plomb touché par la trace et les blocs adjacents.

Les gammas convertis dont les deux électrons sont détectés dans les chambres sont facilement identifiés et rejetés. Ceux dont un seul des électrons est détecté simulent des électrons seuls. L'électron détecté peut être aussi bien un $e^+$ qu'un $e^-$ (probabilités égales). Donc, les paires d'électrons de même signe, venant de deux gammas, émis dans des bras différents, sont détectés en même nombre que les paires de signes opposés. Le même raisonnement tient avec des combinaisons hadron-hadron ou électron-hadron, puisqu'il y a autant de hadrons chargés des deux signes.

Au contraire, dans les processus intéressants tels que la production de paires de Drell-Yan, les désintégrations semi-leptoniques des paires de mésons ou de baryons charmés (DD, $\Lambda_c\bar{\Lambda}_c$ ...), ou dotés de beauté, les désintégrations de $\psi$, $\psi'$, T, ou de leptons lourds ($\tau^+\tau^-$), il y a production de deux électrons de signes opposés.

Les paires de même signe peuvent donc être prises comme une estimation du bruit de fond.

La distribution en masse effective des paires $e^+e^-$, sélectionnées par le seul déclenchement, fait apparaître le pic du $\psi$. Les figures 4a et b montrent cette distribution lorsque la masse est calculée à partir des impulsions et des énergies mesurées des électrons, respectivement. Lorsque l'énergie est utilisée, le bruit de fond dû aux hadrons se trouve décalé aux faibles masses car les hadrons ne déposent, en moyenne, qu'une fraction, de leur énergie dans

le verre au plomb, contrairement aux électrons et aux $\gamma$ qui y produisent une gerbe électromagnétique.

Les paires dont la masse, calculée avec l'énergie, est supérieure à 2,4 GeV/$c^2$, région où le $\psi$ domine, sont utilisées pour étudier les corrections à la valeur de l'énergie et les critères de sélection nécessaires, en particulier, pour réduire le bruit de fond des paires de basse masse.

II.1.1. Corrections sur l'énergie mesurée.

La mesure de l'amplitude dans le compteur F, situé juste derrière la plaque de fer, permet de mesurer la perte d'énergie des électrons dans cette plaque.

En comparant l'énergie mesurée des électrons à leur impulsion, il a été établi qu'un électron perd, en moyenne, 20 MeV par minimum ionisant dans le compteur F. D'autre part, la réponse du verre au plomb est fonction de l'angle $\theta$ que fait la trace avec la normale à la face d'entrée des blocs et l'énergie mesurée doit être multipliée par le terme correctif : $1 + 0{,}2\ tg^2\theta$.

II.1.2. Critères de sélection.

a) Pour comparer l'énergie à l'impulsion, nous utilisons la quantité $x = (p-E/p+E)$. Les hadrons donnent des valeurs positives pour x. En effet, déposant seulement une fraction de leur énergie dans le verre au plomb, la valeur mesurée E est, en général, inférieure à p. Tandis que les $\pi^0$ ($\pi^0 \to \gamma\gamma \hookrightarrow e^+e^-$) donnent des x négatifs car le photon non converti n'est pas séparé, à ces impulsions, de l'électron détecté, et la valeur mesurée de E correspond à la somme des énergies de l'électron et du $\gamma$.

La figure 5a montre la distribution de la quantité $x/\Delta x$, où x est l'erreur sur x, pour des électrons provenant de paires dont la masse est supérieure à 2,4 GeV/$c^2$. Cette variable ne dépend pas de l'énergie. En sélectionnant les événements dont $|x/\Delta x| < 2$, le signal du $\psi$ est diminué de $(15 \pm 0{,}8)\%$ alors que le bruit de fond est considérablement réduit (Fig. 6).

b) Une réjection supplémentaire aux gammas est acquise en étudiant la distribution de l'énergie déposée dans le verre au plomb.

Un "amas" d'énergie est défini comme : un ensemble de blocs adjacents tels que chacun ait une énergie déposée supérieure à 100 MeV. Lorsque la distribution de l'énergie, à l'intérieur d'un amas, a deux maxima dans deux blocs non adjacents, ceci peut être dû à un événement du type : $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ où l'électron détecté et le photon sont légèrement séparés.

Ayant défini l'énergie de l'électron comme la somme de l'énergie du bloc touché par la trace et des 8 blocs adjacents, il est exigé que l'énergie de l'électron diffère de moins de 5% de l'énergie de l'amas associé.

c) Les figures 7a et b montrent l'amplitude dans les compteurs A pour des masses supérieures et inférieures à 2,4 GeV/$c^2$ respectivement. La présence d'un pic à 2 minima ionisants, pour ces dernières, met en évidence un bruit de fond de photons convertis ou de paires de Dalitz.

Une coupure est faite à 1,5 minimum ionisant pour chaque électron.

D'autre part, on demande que la trace "électron" comprenne au moins 1 signal parmi les chambres devant les compteurs A, pour éliminer les photons convertis dans les A. On exige également qu'il n'y ait aucun signal se trouvant à moins de 1 cm de la trace reconstruite.

d) La distribution de $x/\Delta x$ pour les masses inférieures à 2,4 GeV/$c^2$ (Fig. 5b) présente un fort peuplement aux valeurs de x positives, suggérant la présence d'un bruit de fond de hadrons. On sélectionne les événements où aucune autre trace ne passe par la même cellule du Čerenkov que celle de l'électron.

Cette coupure est faite pour éviter l'effet suivant : supposons qu'un hadron, déposant dans le compteur V une énergie supérieure au seuil de déclenchement, soit accompagné d'un électron traversant la même cellule de compteur Č. Si l'électron est détecté derrière l'aimant, il y a ambiguïté. Si l'électron a une impulsion trop faible et n'est pas détecté derrière l'aimant, le hadron est identifié comme électron.

Les critères de sélection précédents, qui ne dépendent pas de l'énergie, entraînent une perte de (50 ± 2,5)% des événements à deux électrons.

e) Pour rejeter encore les hadrons, on tient compte de l'amplitude dans le compteur F.

Lors de leur passage dans la plaque de fer située devant l'hodoscope F, les électrons perdent leur énergie par rayonnement de freinage principalement. C'est donc une gerbe électromagnétique, composée de plusieurs électrons, que reçoit le compteur F : la distribution de l'amplitude, pour des électrons provenant de $\psi$ (Fig. 8), montre que l'on a, en général, plusieurs minima ionisants. Au contraire, les hadrons ne rayonnent pas et le compteur F n'est traversé que par une particule. La distribution de son amplitude, pour des hadrons de 1 GeV/c, (Fig. 9) est une courbe de Landau piquée à 1 minimum ionisant.

Une coupure à 1,5 minimum ionisant rejette 8% des électrons et 70% des hadrons. Ces taux de réjection dépendent de l'impulsion de l'électron.

La distribution en masse des paires d'électrons, après avoir appliqué toutes les coupures décrites précédemment, est montrée sur la figure 11. La contribution des paires de même signe est minime.

## II.2. ELECTRONS SEULS.

Le rapport du nombre de leptons au nombre de pions produits dans les interactions proton-proton à de telles énergies se situe au niveau de $10^{-4}$ [1]. Il est donc nécessaire d'avoir une grande réjection contre les hadrons chargés ($\sim 6.10^4$ dans notre cas) et contre les électrons provenant des désintégrations des hadrons neutres (photons convertis et paires de Dalitz asymétriques venant de $\pi^0$ et $\eta$).

### II.2.1. Sélection des événements.

Les critères de sélection comprennent, les mêmes que ceux utilisés pour les paires, en particulier :

1 - coupure à 1,5 minimum ionisant dans les compteurs A ;

2 - au moins une parmi les chambres situées devant ces compteurs doit fournir un signal qui participe à la trace reconstruite ;

3 - aucun signal, dans les chambres avant, ne doit être distant de moins de 1 cm de la trace ;

4 - les événements où une autre trace passe par la même cellule Cerenkov que l'électron sont rejetés ;

5 - $|x/\Delta x| < 2$ ;

Des critères de sélection supplémentaires ont été définis.

6 - l'impact de la trace dans le verre au plomb doit être situé dans une fenêtre réduite par rapport à celle que forme l'ensemble des blocs. En effet, un électron, accompagné d'un $\gamma$, qui toucherait les bords de la matrice de verre au plomb pourrait se présenter comme un électron seul car l'énergie en sus ne serait détectée que partiellement ;

7 - la distribution du nombre de blocs touchés pour des événements $\psi$ (Fig. 12) montre que la majorité des électrons ne touche qu'un ou deux blocs. Exiger que les électrons ne déposent de l'énergie que dans deux blocs adjacents, au plus, rejette encore les $\pi^0 \to \gamma\gamma_{\hookrightarrow e}$ ;

8 - la distribution du temps de vol entre l'hodoscope A et le Čerenkov (Fig. 13) montre la présence de traces parasites non produites par l'interaction qui a déclenché l'appareillage. On exige que ce temps de vol, mesuré par un convertisseur temps-amplitude, ait une valeur située entre les canaux 30 et 45 ;

9 - les photons non convertis déposent leur énergie dans le verre au plomb dans une région ne correspondant pas à une trace dans le spectromètre. Si cet amas d'énergie est séparé de celui créé par l'électron, il est possible de calculer la masse invariante du système $e\gamma$ (en supposant, à nouveau, que ce $\gamma$ provienne de la désintégration de $\pi^0$ et que l'électron a emporté toute l'énergie du $\gamma$ converti). La distribution de cette masse (Fig. 14) montre la présence de $\pi^0$. Les événements pour lesquels la masse $e\gamma$ est située entre 60 et 180 MeV/$c^2$ sont rejetés.

Le tableau 1 donne le nombre d'électrons signés et de hadrons* chargés passant les coupures décrites ci-dessus.

| Coupures | $N_e$ | $N_h$ |
|---|---|---|
| | 100 | 100 |
| 1 | 93 | 93 |
| 1 + 2 | 91 | 93 |
| 1 + 2 + 3 | 84 | 93 |
| + 4 | 82 | 84 |
| + 5 | 74 | 48 |
| + 6 | 51 | 48 |
| + 7 | 42 | 48 |
| + 8 | 40 | 39 |
| + 9** | 38 | 38 |

Tableau 1

Appelons "candidats électrons" les particules qui satisfont à tous les critères de sélection précédents, et "lot final" l'ensemble de celles qui satisfont aussi aux deux coupures qui sont décrites ci-après (amplitudes $\check{C}$ et F).

II.2.2. Evaluation du bruit de fond.

L'amplitude des signaux dans les compteurs Čerenkov et F permet d'augmenter la réjection et d'évaluer la fraction d'électrons ou de hadrons présents dans le lot final.

Pour des électrons provenant de $\psi$, la valeur moyenne de l'amplitude est environ 100 (canaux de C.A.D.) dans le Čerenkov, et 3,5 fois un minimum ionisant pour le compteur F (Figs 15 et 8).

---

* Le lot de hadrons utilisé ici provient du lot d'événements "électron seul" auquel a été appliquée la seule coupure : amplitude dans le compteur F < 1,25 minimum ionisant (cf. paragraphe suivant).

** Rappelons qu'une coupure sur la hauteur d'impulsion dans le compteur F a pour effet d'éliminer plus de 70% des hadrons (cf. paragraphe II.1.2.e).

En sélectionnant, parmi les candidats électrons, les événements qui ont un signal de faible amplitude dans le compteur F (< 1,25 min. ion.), nous favorisons la sélection de hadrons (voir paragraphe II.1.2.e et fig. 9). L'amplitude correspondante dans le Čerenkov est située, en moyenne, au canal 50 (Fig. 16).

Inversement, pour les candidats électrons dont l'amplitude dans le Čerenkov est inférieure au canal 25, la distribution de l'amplitude dans le F est piquée à 1 minimum ionisant (Fig. 10b).

Ainsi, la majorité des hadrons donnent un signal de faible amplitude à la fois dans le Čerenkov et dans le compteur F ; tandis que les électrons signés ont un comportement opposé.

La distribution de l'amplitude du signal dans le Čerenkov, et le F pour la totalité des candidats électrons (Fig. 17a) montre qu'il y a une forte contamination de hadrons.

Il se vérifie que les candidats électrons sélectionnés par de grandes valeurs de l'amplitude Čerenkov (> 75), présentent une distribution de l'amplitude dans le compteur F qui est peuplée aux grandes valeurs (Fig. 10a).

Le lot final est obtenu en combinant les coupures sur les amplitudes dans F et Č. Il faut déterminer la combinaison la plus efficace, qui réduit la contamination de hadrons au minimum, tout en conservant le maximum d'événements. Nous utilisons les formes des distributions de l'amplitude dans Č et F pour des électrons venant de $\psi$, des "hadrons"* (candidats électrons dont l'amplitude F est inférieure à 1,25 min. ion., ou dont l'amplitude Č est inférieure à 25), et le lot final.

Soit $F_j$ ($C_i$) la valeur minimale de l'amplitude F(C) exigée pour sélectionner les particules.

---

*Remarquer qu'il est fait usage des "candidats électrons" pour obtenir la forme de la distribution de l'amplitude de ces hadrons qui simulent des électrons, déclenchant le Čerenkov et déposant dans le verre au plomb une énergie équivalente à leur impulsion.

Soit N le nombre total de candidats électrons, $N_e$ le nombre d'électrons et $N_h$ de hadrons contenus dans ce lot :

$$N = N_e + N_h$$

Soit $N^{ij}$ le nombre total de particules restant après toutes les coupures.

Si $\alpha_e^{ij}$ ($\alpha_h^{ij}$) est la fraction des électrons signés (hadrons) qui passent les coupures ($C_i$, $F_j$), on a :

$$N^{ij} = \alpha_e^{ij} N_e + \alpha_h^{ij} N_h$$

d'où :

$$N_e = \frac{N^{ij} - \alpha_h^{ij} N}{\alpha_e^{ij} - \alpha_h^{ij}}$$

et la fraction d'électrons contenus dans le lot final correspondant aux coupures $F_j$ et $C_i$ est :

$$r^{ij} = \alpha_e^{ij} \frac{N_e}{N^{ij}}$$

Le rapport signal/bruit est défini par :

$$S/B^{ij} = \frac{\alpha_e^{ij} N_e}{\alpha_h^{ij} N_h} ,$$

Le rapport du nombre d'électrons au nombre de hadrons contenus dans le lot final.

Pour $F_j$ ($C_i$) donné, le rapport S/B augmente avec $C_i$ ($F_j$), alors que le nombre d'événements diminue. Il s'agit de choisir le couple ($F_j$, $C_i$) qui donne une réjection suffisante avec un nombre maximum d'événements. La table 2 donne les valeurs de $S/B^{ij}$ et $N^{ij}$ pour plusieurs valeurs de ($F_j$, $C_i$).

| $C_i$ \ $F_j$ | 0 | 1 | 1,5 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 0 | 1<br>100 | 1,52<br>76 | 2,2<br>57 | 2,6<br>50 | 2,9<br>39 | 3,0<br>31 |
| 25 | 1,1<br>84 | 1,7<br>66 | 2,5<br>51 | 2,9<br>45 | 3,3<br>35 | 3,4<br>28 |
| 50 | 1,4<br>60 | 2,2<br>50 | 3,2<br>40 | 3,7<br>36 | 4,22<br>30 | 4,3<br>24 |
| 75 | 2,2<br>37 | 3,4<br>34 | 4,9<br>29 | 5,8<br>27 | 6,6<br>23 | 6,7<br>19 |
| 100 | 4,1<br>24 | 6,2<br>23 | 9,1<br>20 | 10,6<br>19 | 12,1<br>16 | 12,3<br>14 |
| 125 | 4,8<br>14 | 7,3<br>13 | 10,7<br>12 | 12,5<br>11 | 14,3<br>9 | 14,5<br>8 |

Table 2

Dans chaque case est représenté le rapport S/B et le nombre d'événements dont l'amplitude dans les compteurs F et $\check{C}$ est supérieure à $F_j$ et $C_i$.

Une contamination de hadrons :

$$\frac{N_h^{ij}}{N^{ij}} \leqslant 15\% \ ,$$

qui est la valeur maximale que nous nous imposons, implique :

$$\frac{S}{B} = \frac{N^{ij}}{N_h^{ij}} - 1 \geqslant 5,7 \ .$$

Nous choisissons le couple ($F_j$, $C_i$) qui satisfait à cette condition tout en conservant le plus d'événements :

$$\begin{cases} \text{amplitude } F > 2 \text{ min. ion.} \\ \text{amplitude } C < 75 \end{cases}$$

La figure 18 montre r en fonction de l'impulsion transverse. Pour cet ensemble de coupures, r ne dépend pas de la valeur de $p_T$, ni du signe de l'électron, ni du bras où celui-ci est détecté.

Nous avons ainsi obtenu, aussi bien en ce qui concerne les paires d'électrons que pour les électrons directs, des lots finals de données dont nous connaissons le contenu en électrons.

# Chapitre III

## RESULTATS

Nous utilisons ici les lots finals de données obtenus comme il est décrit au chapitre II.

En premier lieu sont étudiées les paires d'électrons dont la masse effective est située entre 1,4 et 11 GeV/$c^2$. Les caractéristiques de la production du $\psi$ sont étudiées, ainsi que les particules produites en association : hadrons, électrons et photons. Les quelques événements accumulés autour de 10 GeV/$c^2$ révèlent la présence de T dont la section efficace est présentée. Les paires dont la masse est comprise entre celle du $\psi'$ et du T sont supposées provenir des photons virtuels. En extrapolant aux masses inférieures à celle du $\psi$, il apparaît que la contribution de ces photons y est faible. Le signal restant peut être attribué aux paires de mésons charmés $D\bar{D}$ se désintégrant semi-leptoniquement. Ces résultats sont comparés avec les résultats d'autres expériences et avec les modèles théoriques actuels, principalement inspirés de la chromodynamique quantique.

Ensuite, nous étudions la production d'électrons directs et la comparons à celle des pions. Ici, nous montrons que ces leptons peuvent être expliqués quantitativement par la production de : $\psi$, T, $\rho$, $\omega$, $\varphi$, $D\bar{D}$, photons de Drell-Yan, et, éventuellement, de paires de mésons $B\bar{B}$.

## III.1. SECTION EFFICACE DE PRODUCTION INCLUSIVE DU $\psi$.

La section efficace est donnée par :

$$N(p_T) = \mathcal{L}_\tau \int B \frac{d\sigma}{dp_T dy d\varphi} \, dy d\varphi \varepsilon \Delta p_T \, acc(p_T, y, \varphi)$$

où : $p_T$ est la quantité de mouvement transverse du $\psi$,

N le nombre d'événements détectés à cette valeur de $p_T$, dans l'intervalle $\Delta p_T$,

$\mathcal{L}_\tau$ la luminisoté intégrée dans le temps,

B le rapport de branchement du $\psi$ en $e^+e^-$

$\sigma$ la section efficace de production du $\psi$ dans la réaction $pp \to \psi + X$ à l'énergie, dans le centre de masse, considérée,

y la rapidité du $\psi$ ($y = \frac{1}{2} \text{Log}(\frac{P_L + E}{P_L - E})$),

$\varphi$ l'angle azimutal,

$\varepsilon$ l'efficacité de détection,

$acc(p_T, y, \varphi)$ l'acceptance de l'appareillage.

L'intervalle de rapidité couvert est de -0,5 à +0,5. Nous supposerons que la production du $\psi$ ne dépend pas de y autour de y = o. Il est possible de vérifier que cette hypothèse est raisonnable en comparant la distribution en rapidité observée du $\psi$ et celle obtenue par simulation en générant des $\psi$ avec un spectre plat en y (Fig. 19).

$$N(p_T) = \mathcal{L}_\tau \, B \frac{d\sigma}{dp_T dy d\varphi} (p_T) \delta y \delta \varphi(p_T) \varepsilon \Delta p_T$$

où $\delta y \delta \varphi(p_T)$ est l'acceptance pour une valeur donnée de $p_T$ (Fig. 21).

La luminosité a été mesurée suivant la méthode de Van der Meer [8] à ±5%, et contrôlée régulièrement tout au long de l'expérience. Pour une énergie disponible dans le centre de masse $\sqrt{s}$ = 52 GeV, $\mathcal{L}_\tau = 2{,}2.10^{37}$ cm$^{-2}$. Pour $\sqrt{s}$ = 63 GeV, $\mathcal{L}_\tau = 0{,}8.10^{37}$ cm$^{-2}$.

Le nombre d'événements $\psi$ est défini comme le nombre de paires $e^+e^-$ diminué du nombre de paires $e^+e^+$ et $e^-e^-$ (qui donnent une estimation du bruit de fond (cf. II.1)), pour les masses ee comprises entre 2,5 et 3,4 GeV/$c^2$, en utilisant les critères de sélection les moins sévères (Fig. 6) pour lesquels l'efficacité vaut : $\varepsilon = 0,5 \pm 0,02$.

*Remarque* : Il faut tenir compte du rayonnement de freinage interne du $\psi$ [9]. Ce processus est illustré par le diagramme de la figure 20. Pour les électrons de désintégration, ceci résulte en une perte d'énergie dans le centre de masse du $\psi$ correspondant à un certain nombre équivalent de longueurs de radiation :

$$\left(\frac{2\alpha}{\pi} \text{ Log } 2\right) \times \text{Log}\left(\frac{M_\psi}{2m_e}\right),$$

soit 2,5%. Selon cette formule, et en tenant compte du rayonnement de freinage, au passage dans les détecteurs, (4,4% de longueur de radiation), ainsi que des résolutions en énergie et impulsion, 6% des $\psi$ auraient une masse mesurée inférieure à 2,5 GeV/$c^2$. Mais la coupure sur la variable $x/\Delta x$ (comparaison entre impulsion et énergie (cf. II.1.2.a)) élimine complètement les $\psi$ de masse inférieure à cette valeur. Ainsi $\varepsilon$ doit être diminué de 6% pour le $\psi$.

La table 3 et la figure 21 donnent la section efficace de production inclusive du $\psi$ multipliée par le rapport de branchement en paires $e^+e^-$, en fonction de $p_T$ et $\sqrt{s}$.

La valeur moyenne de l'impulsion transverse est :

$$\langle p_T \rangle = (1,32 \pm 0,04) \text{ GeV/c} \quad \text{à} \quad \sqrt{s} = 52 \text{ GeV}$$
$$\langle p_T \rangle = (1,37 \pm 0,07) \text{ GeV/c} \quad \text{à} \quad \sqrt{s} = 62 \text{ GeV}.$$

Ceci est en accord avec les résultats d'autres expériences [10].

Le spectre est paramétrisé sous les formes suivantes :

$$B\,E\,\frac{d^3\sigma}{dp^3} = A\,e^{-bp_T} \quad ; \quad A\,e^{-bp_T^2} \quad ; \quad A\,e^{-b(m_T - m_\psi)} \quad ; \quad A\,\frac{(1 - x_T)^m}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{m_\psi}\right)^2\right)^n}$$

où $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ et $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$.

| | $\sqrt{s}$ = 52 GeV | | $\sqrt{s}$ = 62 GeV |
|---|---|---|---|
| $p_T$ | $Ed^3\sigma/dp^3$ | $p_T$ | $Ed^3\sigma/dp^3$ |
| 0,1 | $(2,74 \pm 0,23).10^{-33}$ | 0,1 | $(2,08 \pm 0,33).10^{-33}$ |
| 0,3 | (2,18 ± 0,13) | 0,3 | (2,1 ± 0,2) |
| 0,5 | (1,86 ± 0,11) | 0,5 | (1,96 ± 0,19) |
| 0,7 | (1,35 ± 0,09) | 0,7 | (1,41 ± 0,16) |
| 0,9 | (1,28 ± 0,1) | 0,9 | (1,23 ± 0,16) |
| 1,1 | (1,05 ± 0,1) | 1,1 | (1,06 ± 0,16) |
| 1,3 | (0,996 ± 0,1) | 1,3 | (0,82 ± 0,15) |
| 1,5 | (0,85 ± 0,1) | 1,5 | (0,73 ± 0,16) |
| 1,7 | (0,44 ± 0,077) | 1,7 | (0,7 ± 0,16) |
| 1,9 | (0,42 ± 0,077) | 1,9 | (0,35 ± 0,12) |
| 2,1 | (0,26 ± 0,06) | 2,1 | (0,44 ± 0,13) |
| 2,3 | (0,167 ± 0,05) | 2,3 | (0,041 ± 0,041) |
| 2,5 | (0,15 ± 0,05) | 2,7 | (0,062 ± 0,031) |
| 2,7 | (0,05 ± 0,03) | 3,3 | (0,05 ± 0,036) |
| 2,9 | (0,059 ± 0,024) | | |
| 3,4 | (0,050 ± 0,029) | | |

Table 3

Section efficace différentielle de production inclusive du $\psi$.

Les valeurs des différents paramètres sont donnés dans la table 4. Etant donné le petit intervalle de rapidité exploré, autour de y = o, la section efficace mesurée dans cette expérience est :

$$B \left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=o}$$

La table 4 en donne les valeurs pour $\sqrt{s}$ = 30, 52 et 62 GeV.

| $\sqrt{s}$(GeV) | 30,6 | 52,7 | | 62,4 | |
|---|---|---|---|---|---|
| $B_{ee} d\sigma/dy\|_{y=o}$ (cm$^2$) | $(6,97 \pm 1,86 \pm 0,35)\,10^{-33}$ | $(1,150 \pm 0,028 \pm 0,058)\,10^{-32}$ | | $(1,049 \pm 0,049 \pm 0,052)\,10^{-32}$ | |
| | | | $\chi^2/d°$ | | $\chi^2$ |
| $A\, e^{-bp_T}$ | | $(3,3 \pm 0,13)\,10^{-33}/\exp(1,19 \pm 0,4)\,p_T$ | 38/14 | $(3,25 \pm 0,21)\,10^{-33} e^{-(1,26 \pm 0,06)}$ | 35/12 |
| $A\, e^{-bp_T^2}$ | | $(2,03 \pm 0,07)\,10^{-33} e^{-(0,47 \pm 0,025)p_T^2}$ | 32/14 | $(2,07 \pm 0,11)\,10^{-33} e^{-(0,53 \pm 0,04)}$ | 15/12 |
| $A\, e^{-b(m_T - m)}$ | | $(2,08 \pm 0,07)\,10^{-33} e^{-(3,26 \pm 0,16)(m_T - m)}$ | 29/14 | $(2,12 \pm 0,12)\,10^{-33} e^{-(3,66 \pm 0,28)(m_T - m)}$ | 15/12 |
| $A \dfrac{(1 - x_T)^b}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{m}\right)^2\right)^c}$ | | $(2,28 \pm 0,07)\,10^{-33} \dfrac{(1 - x_T)^{4,22 \pm 0,59}}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{m}\right)^2\right)^{5,12 \pm 0,2}}$ $\chi^2/d° = 45/27$ | | | |

Table 4

La figure 22 montre la courbe d'excitation du $\psi$ pour un domaine d'énergies variant de 8 à 62 GeV. Aux énergies des ISR, la section efficace de production du $\psi$ varie très peu avec l'énergie.

## III.2. PARTICULES ASSOCIEES AU $\psi$.

Pour cette étude, nous ajouterons aux données recueillies à $\sqrt{s}$ = 52 GeV, celles prises à $\sqrt{s}$ = 62 GeV. L'énergie moyenne, compte tenu des luminosités intégrées respectives, est ainsi égale à 55 GeV.

### III.2.1. Hadrons.

Dans 41% des cas, un $\psi$ est accompagné d'un hadron détecté dans l'un des bras 1 ou 2.

Des paires de hadrons de masse 2 à 4 GeV/$c^2$ ont été mesurés dans cette expérience [12] : ceux-ci sont accompagnés d'un 3ème hadron détecté avec une fréquence similaire de 39%.

Du point de vue de la multiplicité des particules associées, rien ne distingue donc la production de $\psi$ de la production de paires de hadrons.

Le spectre en impulsion transverse de ces hadrons associés avec un $\psi$, $\frac{1}{p_T}\frac{dN}{dp_T dy d\varphi}$, est montré à la figure 23. Les données des bras 1 et 2 sont en accord et sont ajustées selon une exponentielle $e^{-ap_T}$, avec a = $(5,7 \pm 0,2)\text{GeV}^{-1}c$ jusqu'à $p_T$ = 1 GeV/c. Ceci peut être comparé aux spectres inclusifs mesurés dans le même appareillage [13], et dans le même domaine d'impulsions transverses, pour lesquels le paramètre a vaut : $(5,7 \pm 0,015)\text{GeV}^{-1}c$.

Ainsi, les hadrons produits en association avec le $\psi$ ont le même comportement que ceux associés aux événements ordinaires où la contribution des particules charmées est minime. La majorité de ces hadrons provient donc de la fragmentation des quarks spectateurs et ne sont pas associés à la collision dure des partons qui engendre le $\psi$, comme dans le cas du modèle de fusion de quarks charmés (voir III.3.1).

III.2.2. Electrons.

Parmi le lot d'environ 2000 $\psi$, aucun n'est accompagné d'un 3ème électron détecté, bien que l'on ait relâché les critères de sélection de ce 3ème électron éventuel.

Selon certains modèles, le $\psi$ est produit en association avec une paire de particules charmées (III.3.1.), $D\bar{D}$ par exemple. En faisant les hypothèses suivantes sur la production de paires $D\bar{D}$ :

- distribution uniforme, autour de y = o, de la rapidité des paires $D\bar{D}$,
- rapport d'embranchement de $D \to Ke\nu$ = 10%,
- distribution en $p_T$ de la forme :

Si tous les $\psi$ détectés étaient produits avec des paires $D\bar{D}$, 12 événements avec 1 électron supplémentaire auraient dû être observés.

Ceci implique que la section efficace de production $pp \to \psi D\bar{D} + X$ est inférieure à 19% de la section efficace $pp \to \psi + X$, à un niveau de confiance de 90%.

D'autres expériences, détectant des muons, ont obtenu des limites supérieures de l'ordre de 1% à $\sqrt{s}$ = 27 GeV [14].

III.2.3. Photons.

Les photons sont détectés par l'énergie qu'ils déposent dans le compteur à verre au plomb. Ils sont sélectionnés en exigeant qu'aucune trace reconstruite ne pointe sur l'amas d'énergie dans le compteur V. De plus, le compteur à scintillation E, correspondant à l'amas, ne doit pas avoir fonctionné. Lorsque les photons se convertissent dans la plaque de fer (probabilité = 56%), il faut corriger l'énergie, mesurée dans le verre au plomb, de la perte dans cette plaque.

La figure 23 montre le spectre en impulsion transverse, $\frac{dN}{dp_T dy d\varphi}$, des photons ainsi mesurés et associés au $\psi$.

Evaluons la contribution des $\pi^0$ : en supposant le rapport $\pi^0/(\pi^+ + \pi^-) = 1/2$ et que les hadrons chargés détectés avec les $\psi$ (III.2.1.) sont tous des pions, nous obtenons le spectre des $\pi^0$ : $\frac{1}{p_T}\frac{dN}{dp_T dy d\varphi}$, paramétrisé sous la forme $Ae^{ap_T}$, avec $a = (5,7 \pm 0,2)\text{GeV}^{-1}c$. La formule de Sternheimer [15] permet d'en déduire le spectre des photons de désintégration :

$$\left.\frac{dN}{dp_T dy d\varphi}\right|_\gamma = \int_{p_T}^{\infty} \frac{2}{q} \left.\frac{d}{dq dy d\varphi}\right|_{\pi^0} dq = 2\,\frac{A}{a}\,e^{-ap_T}$$

où le facteur 2 tient compte du fait qu'il y a 2 photons de désintégration.

Comparons avec le spectre mesuré (Fig. 23). L'excès des photons par rapport à ceux venant de $\pi^0$ est de $11 \pm 16\%$ : la majorité des photons accompagnant les $\psi$ proviennent de $\pi^0$.

Une partie des photons associés au $\psi$ pourraient cependant provenir de la cascade $\chi(3,5) \to \psi\gamma$, $\chi$ étant un état $^3P$ du charmonium [16]. Les caractéristiques cinématiques du $\chi$ impliquent que ces photons devraient avoir une impulsion transverse se situant dans le domaine 400 à 600 MeV/c. Or aucun excès marqué n'est observé dans cette région (Fig. 23). Parmi les 1983 $\psi$ sélectionnés, 502 sont accompagnés d'un photon d'énergie supérieure à 150 MeV/$c^2$. Parmi ces derniers 54 ont un deuxième photon associé ; la masse $\gamma\gamma$ est compatible avec celle du $\pi^0$ et ceux-ci sont rejetés.

Pour les événements restant, la masse $\psi\gamma$ est calculée en imposant la valeur 3,1 GeV/$c^2$ pour la masse du $\psi$ (Fig. 24). Le bruit de fond non résonnant est estimé en combinant le $\psi$ de chaque événement avec les photons associés aux $\psi$ des autres événements. D'autre part, une simulation par Monte-Carlo permet d'évaluer la distribution en masse que donnerait une résonance de masse 3,5 GeV/$c^2$, en tenant compte de la résolution en énergie et de la façon dont les $\psi$ et les $\gamma$ sont sélectionnés.

Il est possible alors d'ajuster la fraction $\alpha$ du nombre de $\psi\gamma$ détectés venant de $\chi$. L'ajustement optimum donne $\alpha = (6,5 \pm 3,3)\%$.

Notons $N^m(\psi\gamma)$ le nombre de $\psi\gamma$ détectés et mesurés, et $N^m(\chi \to \psi\gamma)$ le nombre de $\psi\gamma$ détectés provenant de la désintégration du $\chi$. Notons aussi $N(\psi)$ et $N(\chi \to \psi\gamma)$ les nombres de ces particules produites pour la même luminosité mais non nécessairement détectés. Soit a la fraction d'événements $\psi$ détectés avec un photon ($a \sim 0,22$), et $\varepsilon_\psi$ et $\varepsilon_\chi$ les acceptances au $\psi$ et au $\chi \to \psi\gamma$. On a :

$$N^m(\psi\gamma) = aN^m(\psi) = a\varepsilon_\psi N(\psi)$$

$$N^m(\chi \to \psi\gamma) = \alpha N^m(\psi\gamma) = \alpha a\varepsilon_\psi N(\psi) = \varepsilon_\chi\, N(\chi \to \psi\gamma)$$

et :

$$r = \frac{N(\chi \to \psi\gamma)}{N(\psi)} = \alpha a\, \frac{\varepsilon_\psi}{\varepsilon_\chi}$$

Avec $\varepsilon_\psi/\varepsilon_\chi = 17,6$ ; $\underline{r = 25 \pm 13\%}$.

Notons que si tous les $\psi$ étaient issus de $\chi \to \psi\gamma$, $r = 1$ et $\alpha \simeq 25\%$ : ceci montre la difficulté de cette mesure, due principalement à la mauvaise résolution en énergie pour des photons d'énergie $\sim 500$ MeV/$c^2$ ou $\Delta E/E \sim 17\%$.

Ce résultat est à comparer avec celui d'une autre expérience aux ISR [17], qui donne $r = 47 \pm 8$ %. La situation reste à éclaircir.

## III.3. COMPARAISON AVEC LES PREDICTIONS THEORIQUES.

La mode actuelle est à la chromodynamique quantique : toutes sortes de diagrammes sont imaginés où l'on fait intéragir les constituants des hadrons. Nous remarquerons cependant que les modèles qui décrivent la production multiple de particules en interactions hadroniques (modèle multiphérique par exemple) semblent encore être compatibles avec les mesures [18].

Plusieurs modèles, basés sur l'idée que l'interaction entre hadrons se fait via leurs constituants (quarks et gluons) ont été suggérés : ceux-ci sont une généralisation du modèle de Drell-Yan (Fig. 25) où un quark d'un proton, et un antiquark correspondant de l'autre proton, entrent en collision pour produire un photon virtuel.

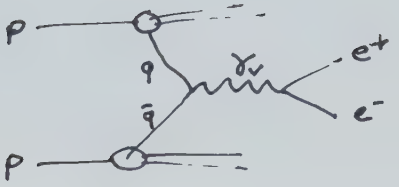



Figure 25

Ici les quarks et le photon peuvent être remplacés par des gluons.

III.3.1. Fusion de quarks charmés [19] :

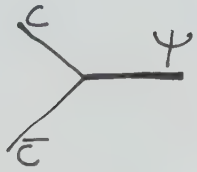



Figure 26a

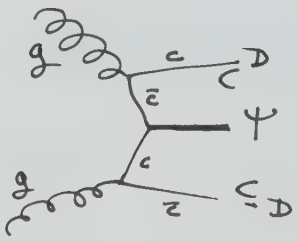



Figure 26b

Si les quarks qui entrent en jeu sont charmés, le couplage au $\psi$ est direct (Fig. 26a), mais la probabilité de trouver ces quarks dans un proton est très faible [20] et intervient au carré. De plus, en théorie de chromodynamique quantique (notée CDQ dorénavant), les quarks de la "mer" sont produits en paires $q\bar{q}$ par l'annihilation des gluons. On s'attend alors (Fig. 26b) à ce que le $\psi$ soit accompagné d'une paire de hadrons charmés ($D\bar{D}$ ou $F\bar{F}$ par exemple).

En utilisant des fonctions de structure (distributions des partons) adéquates, il est possible de calculer une variation de la section efficace avec l'énergie (courbe d'excitation) en accord avec l'expérience. Cependant l'absence d'événements où un 3ème lepton est associé au $\psi$ et, qui proviendrait de la désintégration semi-leptonique d'un méson D, montre que ce mécanisme ne peut être dominant.

III.3.2. Fusion de quarks légers.

L'annihilation d'une paire $q\bar{q}$ pour produire un $\psi$ par l'intermédiaire des gluons est sujette à des règles de sélection suivant le nombre de ces gluons.

a) 1 gluon : Le mécanisme le plus simple serait, en analogie avec l'électrodynamique, $q\bar{q} \to g \to (c\bar{c})$. Mais les gluons, octets de couleur, ne peuvent pas donner un état final $\psi$ singlet de couleur (≡ neutre du point de vue de la couleur).

b) 2 gluons :

Ici intervient l'invariance par conjugaison de charge C.

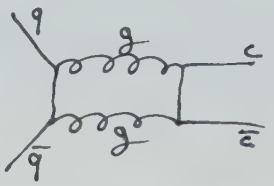



Figure 27

Pour une paire particule-antiparticule, telle $q\bar{q}$, $C = (-1)^{L+S}$, où L et S sont le moment orbital et le spin de la paire. Le $\psi$ est donc un état C = -1 (état $^3S_1$ du charmonium, couplage ou photon ...). D'autre part, de même que pour le photon en électrodynamique, le champ du gluon change de signe sous C, si le lagrangien est invariant par conjugaison de charge ; et un singlet de couleur formé par 2 gluons est représenté par le produit scalaire des matrices représentant des gluons [16]. Ainsi 2 gluons peuvent former un singlet de couleur de parité C = +1.

Ce mécanisme à 2 gluons n'est donc possible que s'il existe un état intermédiaire de conjugaison de charge C = +1. Il suffit un état $^3P$ (ou $\chi$) du charmonium [21]. Ces états ont un fort rapport de branchement en $\psi\gamma$ (~ 35% pour $^3P_1$ et 15% pour $^3P_2$)

c) 3 gluons :

Avec 3 gluons, il n'y a plus de problème de couleur ni de parité C. Cependant Carlson et Suaya [22] prétendent que ce mécanisme est négligeable par rapport à celui à 2 gluons, avec un facteur 450 entre les deux.

d) 1 gluon + rayonnement de gluons "mous" :

Ceci permet de garder le vertex simple à 1 gluon : le problème de la conservation de la couleur (a) est résolu en supposant que, l'octet de couleur ($c\bar{c}$) rayonne des gluons de faible énergie [23]. Cependant Carlson et Suaya [22] montrent que la probabilité d'émission de gluons "mous" devrait être faible car elle est proportionnelle à l'énergie de ces gluons.

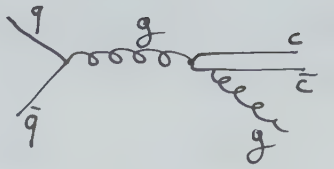



Figure 28

Notons que tous ces modèles de fusion de quarks légers entraînent que le rapport de la section efficace de production du $\psi$ en $p\bar{p}$ à celle en pp doit être très supérieur à l'unité (~ 30 à 50 [23]) à $\sqrt{s}$ faible. En effet, en $p\bar{p}$, l'antiquark est pris dans la valence de l'antiproton qui est beaucoup plus importante que la mer du proton correspondant. Lorsque $\sqrt{s}$ augmente, la fraction x (= $m/\sqrt{s}$) de l'impulsion emportée par les partons devient petite, et ce sont les quarks de la mer qui sont le plus efficaces ($xS(x) = (1-x)^n$). Or ceux-ci ont la même distribution dans un proton que dans un antiproton. En fait, $\sigma(\bar{p}p \to \psi)/\sigma(pp \to \psi) = 1,4 \pm 0,2$ à $\sqrt{s} = 19,4$ GeV [24].

Expérimentalement, $\sigma(p\bar{p} \to \psi + X)/\sigma(pp \to \psi + X) = 5,3 \pm 0,8$ à $\sqrt{s} = 8,6$ GeV [25]. On a alors imaginé le processus suivant [26] qui rendrait compte d'une partie de la section efficace et prédit un rapport $\bar{p}/p = 1$, ce qui permettrait de rattraper l'expérience avec une pondération adéquate des deux mécanismes - (dépend des fonctions de structure) -

III.3.3. Fusion de gluons.

Le mécanisme de la figure 29a [26] est similaire au précédent : la paire $q\bar{q}$ initiale est remplacée par 2 gluons. Les diagrammes de la figure 29b [27] n'ont pas le problème d'"évaporation de couleur" de celui des figures 28

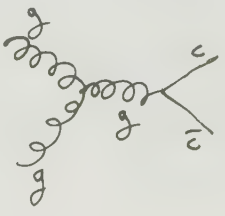



Figure 29a

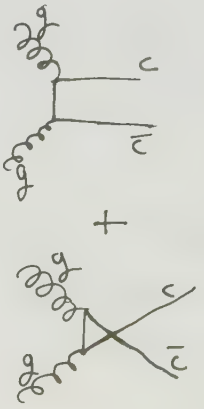



Figure 29b

et 29a ; ils produisent des états C = +1 neutres de couleur comme dans le cas (III.3.2.b).

Les gluons ayant la même distribution à l'intérieur des protons et des anti-protons, ce mécanisme donne un rapport $\bar{p}/p = 1$.

Tous ces modèles sont capables de produire une courbe d'excitation du $\psi$ en plus ou moins bon accord avec les résultats expérimentaux. La figure 30 montre l'effet du choix des fonctions de structure sur cette courbe.

La valeur moyenne de l'impulsion transverse du $\psi$ devrait être supérieure à celle des paires $e^+e^-$ de masse voisine produites via un photon virtuel (Drell-Yan), car la cascade $\chi \to \psi\gamma$ donne un $p_T$ additionnel. Ceci n'est pas évident expérimentalement (Fig. 31).

La valeur mesurée du rapport $\sigma(pp \to \chi\ \psi\gamma)/\sigma(pp \to \psi + X)$ montre que les processus où un état intermédiaire est nécessaire sont importants. (Ceci peut aussi expliquer le faible rapport de la production du $\psi'$ par rapport au $\psi$ (cf. III.4.4.)). Mais Glück, Owens et Reya notent [26] que les mécanismes représentés par les diagrammes pourraient aussi fournir de tels états $\chi$.

En conclusion, il semble que les données expérimentales actuelles ne permettent pas de sélectionner les modes dominants de production parmi ces derniers modèles. En effet, du point de vue expérimental, il faudrait disposer d'une statistique énorme pour étudier, par exemple, les distributions en $p_T$ à grand $p_T$, angulaire ..., et du point de vue théorique, disposer des fonctions de structure plus proches de la réalité, en particulier de celle des gluons (voir III.6.8.).

Notons aussi que, selon Kühn [28], les modèles à fusion de gluons et à évaporation de couleur pourraient être distingués expérimentalement en mesurant l'abondance relative des différents états $\chi$ produits.

III.4. CONTINUUM.

Nous considérerons deux catégories de paires $e^+e^-$ : celles dont la masse est supérieure à celle du $\psi'$, et celles de masse inférieure à celle du $\psi$. Ces dernières sont sélectionnées avec des critères plus sévères (voir II.1.2. et fig. 11), pour lesquels $\varepsilon = 0{,}24$.

III.4.1. Acceptance et section efficace.

L'acceptance dépend du mode de production de ces paires. Supposons, pour l'instant, qu'elles proviennent de l'annihilation d'un photon virtuel produit selon le mécanisme de Drell-Yan [5] (Fig. 25).

Faisons l'hypothèse que la distribution en $\varphi$, angle azimutal de ces paires est isotrope, et que leur distribution en rapidité est uniforme autour de y = o.

La distribution angulaire des électrons de désintégration n'est pas isotrope : l'élément de matrice, correspondant au diagramme de Drell-Yan avec couplages ponctuels, donne une probabilité proportionnelle à $\left(1 + \frac{4m^2}{Q^2}\right) + \left(1 - \frac{4m^2}{Q^2}\right) \cos^2\theta$ [29] ; où m est la masse des quarks, Q la quadri impulsion du photon, et $\theta$ l'angle que l'électron avec le quark, dans le référentiel du centre de masse de la réaction. Si $m^2 << Q^2$, la distribution se réduit à $1 + \cos^2\theta$. En fait, la ligne de vol des deux quarks n'est pas mesurée mais est peu différente de l'axe du faisceau si les quarks ont une faible impulsion transverse (voir à ce propos, la discussion du III.6.8.), et l'axe de référence est souvent pris comme étant l'axe du faisceau, dans le centre de masse de la paire $\ell^+\ell^-$ (repère de Gottfried-Jackson). Cette distribution peut être quelque peu altérée par des effets de CDQ (rayonnement de gluons ...), mais les résultats expérimentaux [30] ne sont pas en contradiction avec la forme $1 + \cos^2\theta$.

Dans notre appareillage, cette anisotropie diminue l'acceptance de 9% indépendamment de la masse.

Les distributions en $p_T$ des paires de muons de masse comprise entre 4 et 14 GeV/$c^2$ ont été mesurées au FNAL à $\sqrt{s}$ = 19,4, 23,7 et 27,4 GeV dans les collisions proton-beryllium [31] et paramétrisées sous la forme :

$$E\,\frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto 1\Big/\left(1 + \left(\frac{p_T}{p_o}\right)^2\right)^6$$

Le paramètre $p_o$ dépend de la masse et de $\sqrt{s}$ ; il fixe la valeur de l'impulsion transverse moyenne :

$$\langle p_T^2\rangle = p_o^2/4 \quad \text{et} \quad \langle p_T\rangle = \frac{35\pi}{128}\sqrt{\langle p_T^2\rangle} = 0{,}43\ p_o.$$

Plusieurs expériences ont mesuré $\langle p_T\rangle$ pour des masses supérieures à 4 GeV/$c^2$ [32] (Fig. 31). Ces grandes valeurs de $\langle p_T\rangle$ observées sont en contradiction avec le modèle de Drell-Yan "naïf" où l'impulsion transverse des paires $\ell^+\ell^-$ a son origine dans l'impulsion transverse intrinsèque aux quarks ($k_T$). Celle-ci serait de l'ordre de 300 MeV/c (principe d'incertitude reliant $k_T$ à la taille du proton) à 600 MeV/c (s'il est tenu compte du mouvement de fermi des quarks à l'intérieur du proton [33]), et ne change pas avec $\sqrt{s}$. A l'opposé, les modèles basés sur la CDQ prédisent une composante due au rayonnement de gluons et la variation avec M et $\sqrt{s}$ [34]. Les prédictions diffèrent suivant le choix des fonctions de structure (en particulier celle des gluons pour les collisions pp), et de l'échelle d'énergie de la réaction ($p_T$ ou M).

Nous discuterons plus loin (III.6.8.) des détails de ces modèles et nous contenterons ici d'utiliser une paramétrisation du modèle de Berger [35], qui nous permettra d'évaluer la valeur de $\langle p_T\rangle$ quelle que soit la masse de la paire, y compris les masses inférieures à 4 GeV/$c^2$, et pour différentes valeurs de $\sqrt{s}$.

Dans ce modèle, $\langle p_T^2\rangle = 1{,}04 + b(M/\sqrt{s}) \times S$, où b peut être paramétrisé sous la forme :

$$b = (9{,}56\ \tau - 24{,}4\ \tau^2 + 18{,}56\ \tau^3)10^{-3} \quad , \text{avec } \tau = M/\sqrt{s}.$$

Remarquons que cette formule prédit une augmentation linéaire avec S, pour $\tau$ fixé. Le terme constant 1,04 représente la contribution du $k_T$ intrinsèque des quarks ($= \sqrt{k_{T1}^2 + k_{T2}^2}$), et s'ajoute à la composante de CDQ pure pour représenter les données à $\sqrt{s}$ = 27,4 GeV.

D'autre part, cette formule a été établie en supposant une fonction de distribution des gluons : $xg(x) = 3(1-x)^5$. Si l'exposant est diminué (augmenté), $\langle p_T \rangle$ croît (décroît) avec M à $\sqrt{s}$ fixé. Mais le choix du terme constant 1,04 et les erreurs expérimentales permettent une variation de ±1 pour l'exposant. Ceci conduit à une distribution de $\langle p_T \rangle$ comparable aux résultats expérimentaux (Fig. 31), avec $\langle p_T \rangle$ = 1,75 GeV/c pour M = 8 GeV/$c^2$ à $\sqrt{s}$ = 62 GeV.

La figure 32 montre l'acceptance aux paires $e^+e^-$ calculée en utilisant ces distributions en $p_T$, M et $\varphi$. Si la fonction $b(\tau)$ est multipliée par un terme correctif, on obtient une distribution de $\langle p_T \rangle$ plus ou moins croissante avec M (Fig. 31) (analogue aux variations de la distribution des gluons [51]). Sur cette figure sont montrées aussi les acceptances correspondant à un $\langle p_T \rangle$ = 1,5 GeV/c (respc. 2 GeV/c). Pour une masse de 8 GeV/$c^2$ environ : l'acceptance augmente (resp. diminue) de 10%.

Ceci permet de calculer la section efficace de production :

$$\left.\frac{d^2\sigma}{dMdy}\right|_{y=o} = \frac{N(M)}{\Delta M} \frac{1}{\mathcal{L}\varepsilon} \frac{2\pi}{\Delta y \Delta\varphi(M)} ,$$

qui est présentée dans la table 5 en fonction de M et $\sqrt{s}$, et illustrée par la figure 33, où les données des deux énergies ont été ajoutées. Il est à noter que, pour la région de masse située entre 2,5 et 3,8 GeV/$c^2$ peuplée par le $\psi$ et $\psi'$ principalement, l'acceptance a été augmentée de 9% car la distribution angulaire du $\psi$ est isotrope (ceci a été mesuré [36] et n'est pas contradictoire avec une contribution importante des mécanismes de production avec un état intermédiaire $\chi$). Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique seulement. L'erreur systématique vient de la mesure de la luminosité et de l'évaluation de l'acceptance, elle est indépendante de la masse et peut être estimée à ±15%.

| | $\sqrt{s}$ = 52,7 GeV | | $\sqrt{s}$ = 62,4 GeV |
|---|---|---|---|
| M (GeV) | $d^2\sigma/dMdy$ ($cm^2GeV^{-1}c^2$) | M (GeV) | $d^2\sigma/dMdy$ ($cm^2GeV^{-1}c^2$) |
| 1,45 | $(1,71 \pm 0,40)10^{-32}$ | 1,5 | $(1,37 \pm 0,37)10^{-32}$ |
| 1,55 | $(1,59 \pm 0,32)$ " | 1,7 | $(1,06 \pm 0,18)$ " |
| 1,65 | $(0,93 \pm 0,23)$ " | 1,9 | $(0,25 \pm 0,12)$ " |
| 1,75 | $(1,45 \pm 0,27)$ " | 2,1 | $(0,35 \pm 0,13)$ " |
| 1,85 | $(0,70 \pm 0,18)$ " | 2,3 | $(0,25 \pm 0,10)$ " |
| 1,95 | $(0,21 \pm 0,10)$ " | 2,45 | $(0,59 \pm 0,21)$ " |
| 2,05 | $(0,66 \pm 0,16)$ " | 2,55 | $(0,45 \pm 0,11)$ " |
| 2,15 | $(0,14 \pm 0,07)$ " | 2,65 | $(0,62 \pm 0,13)$ " |
| 2,25 | $(0,25 \pm 0,09)$ " | 2,75 | $(2,54 \pm 0,26)$ " |
| 2,35 | $(0,09 \pm 0,05)$ " | 2,85 | $(1,47 \pm 0,19)$ " |
| 2,45 | $(0,59 \pm 0,13)$ " | 2,95 | $(2,38 \pm 0,24)$ " |
| 2,55 | $(0,30 \pm 0,05)$ " | 3,05 | $(3,59 \pm 0,29)$ " |
| 2,65 | $(0,67 \pm 0,08)$ " | 3,15 | $(2,03 \pm 0,22)$ " |
| 2,75 | $(1,05 \pm 0,10)$ " | 3,25 | $(0,90 \pm 0,14)$ " |
| 2,85 | $(1,69 \pm 0,12)$ " | 3,35 | $(1,96 \pm 0,65)10^{-33}$ |
| 2,95 | $(2,90 \pm 0,16)$ " | 3,45 | $(0,64 \pm 0,37)$ " |
| 3,05 | $(3,21 \pm 0,16)$ " | 3,55 | $(1,03 \pm 0,46)$ " |
| 3,15 | $(2,11 \pm 0,13)$ " | 3,7 | $(0,70 \pm 0,26)$ " |
| 3,25 | $(0,80 \pm 0,08)$ " | 3,9 | $(0,47 \pm 0,21)$ " |
| 3,35 | $(0,23 \pm 0,04)$ " | 4,1 | $(0,30 \pm 0,17)$ " |
| 3,45 | $(0,77 \pm 0,24)10^{-33}$ | 4,4 | $(0,95 \pm 0,67)10^{-34}$ |
| 3,55 | $(0,68 \pm 0,23)$ " | 5,2 | $(0,42 \pm 0,42)$ " |
| 3,65 | $(0,44 \pm 0,18)$ " | 8,75 | $(0,48 \pm 0,36)$ " |
| 3,75 | $(0,50 \pm 0,19)$ " | 9,25 | $(0,23 \pm 0,23)$ " |
| 3,85 | $(0,42 \pm 0,17)$ " | | |
| 3,95 | $(0,15 \pm 0,11)$ " | | |
| 4,15 | $(0,14 \pm 0,06)$ " | | |
| 4,45 | $(0,68 \pm 0,39)10^{-34}$ | | |
| 4,8 | $(0,81 \pm 0,36)$ " | | |
| 5,2 | $(0,31 \pm 0,22)$ " | | |
| 6,25 | $(0,11 \pm 0,11)$ " | | |
| 7,75 | $(0,94 \pm 0,94)10^{-35}$ | | |
| 8,75 | $(0,86 \pm 0,86)$ " | | |
| 9,25 | $(0,84 \pm 0,84)$ " | | |
| 10,25 | $(1,61 \pm 1,14)$ " | | |

Table 5

III.4.2. Région de Drell-Yan.

Nous supposerons que les masses situées entre 4 et 8 GeV/$c^2$ proviennent du mécanisme de Drell-Yan.

Dans le cadre du modèle "naïf" où le photon virtuel est créé par l'annihilation de deux quarks sans l'intervention des gluons, la section efficace correspondant à $q_i + \bar{q}_i \to \gamma_V \to \ell^+\ell^-$ est :

$$\sigma = \frac{4\pi\alpha^2}{3M^2} e_i^2$$

où M est la masse du photon et $e_i$ la charge du quark de saveur i.

Pour calculer la section efficace totale $A + B \to \ell^+\ell^- + X$, il faut ajouter les contributions de tous les types de quarks pondérés par la probabilité de trouver ces quarks et antiquarks dans les hadrons A et B. La section efficace différentielle s'écrit alors :

$$\frac{d^2\sigma}{dMdy} = \frac{8\pi\alpha^2}{3M^3} \frac{x_1 x_2}{N_c} \sum_i e_i^2 \left[ f_i^A(x_1)\bar{f}_i^B(x_2) + \bar{f}_i^A(x_1) f_i^B(x_2) \right]$$

où $f_i^A(x)$ et $\bar{f}_i^A(x)$ sont les probabilités de trouver, dans le hadron A, le quark (antiquark) de saveur i (-i) emportant une fraction x de l'impulsion de A*. Ces probabilités (ou fonctions de structure) sont sommées sur les $N_c$ (= 3 dans $SU(3)_c$) couleurs possibles de ces quarks. Si ces probabilités sont égales pour chaque couleur, la probabilité d'un processus élémentaire $q_i\bar{q}_i \to \gamma_V$ arrive est $(f_i\bar{f}_i/N_c^2)$, et il y a $N_c$ possibilités pour $q_i$ ($N_c$ couleurs), d'où le facteur $1/N_c$ dans la formule.

On a : $x_1 - x_2 = 2p_L/\sqrt{s} = X_F$ (variable de Feynman) où $P_L$ est l'impulsion longitudinale de la paire, et $M^2 \simeq x_1 x_2 S$ (lorsque $k_T << \sqrt{s}$).

---

*Dans ce modèle l'impulsion transverse des quarks, $k_T$, est négligée et les $f_i$ ne dépendent que de x.

A y = o, la formule se simplifie car $x_1 = x_2 = M/\sqrt{s}$ :

$$M^3 \frac{d^2\sigma}{dMdy} = \frac{8\pi\alpha^2\tau^2}{9} F(\tau)$$

où $\tau = M/\sqrt{s}$, qui ne dépend que de $\tau$ et ne dépend pas de s.

Sous cette forme, on peut comparer les sections efficaces obtenues à différentes énergies et masses. Nous utiliserons, pour ce faire, les données de la collaboration CFS [31], obtenues à $\sqrt{s}$ = 19,4, 23,7 et 27,4 GeV, avec des masses variant de 5 à 14 GeV/$c^2$. Ceci correspond à un domaine de $\tau$ variant de 0,198 à 0,522, tandis que nos données sont dans une région de $\tau$ = 0,06 à 0,15.

L'ensemble de ces données est ajusté suivant la forme :

$$\left.\frac{M^3 d^2\sigma}{dMdy}\right|_{y=o} = A(1-\tau)^n$$

$A = (2,47 \pm 0,1)10^{-32}$ cm$^2$GeV$^2$ ; $n = 11 \pm 0,1$

$\chi^2 = 17$ pour 21 degrés de liberté.

Ceci est comparable au résultat de la collaboration CHFMNP [38] aux ISR, qui donne* : $A = (2,08 \pm 0,3)10^{-32}$ et n = 10 fixé. Pour n = 10 fixé, notre ajustement donne $A = (1,86 \pm 0,1)10^{-32}$ cm$^2$GeV$^2$.

---

*En fait, cette expérience donne son résultat sous la forme :

$$\left. M^3 \frac{d^2\sigma}{dMdX_F}\right|_{X_F=0} = A' \frac{(1-\tau)^{10}}{\tau} .$$

Or,

$$M^3 \frac{d^2\sigma}{dMdx} = \frac{8\pi\alpha^2}{9} \frac{\tau^2}{\sqrt{x^2 + 4\tau^2}} F(\tau)$$

vaut, pour x = o :

$$\frac{8\pi\alpha^2}{9} \frac{\tau}{2} F(\tau) = \frac{1}{2\tau} \left.\frac{d^2\sigma}{dMdy}\right|_{y=o} .$$

D'où la comparaison facteur 2 près entre les deux ajustements.

Les corrections de la CDQ au modèle précédent, en faisant intervenir les gluons, engendrent une violation de cette "invariance d'échelle" : la section efficace dépend de $\tau$ et de la masse de la paire (voir la discussion du III.6.8.). Cependant ces corrections ne sont que de l'ordre de quelques pour cent et ne sont donc pas mesurables avec les statistiques actuelles.

En faisant l'hypothèse que cet ajustement représente la section efficace de Drell-Yan quelle que soit la valeur de $\tau$, on peut extrapoler aux masses inférieures à celle du $\psi$ (Fig. 33) : la section efficace mesurée est environ 4 fois supérieure à celle de Drell-Yan, à $M = 1,5$ GeV/$c^2$.

Ceci peut être rapproché du résultat d'une expérience réalisée avec des faisceaux de pions de 16 et 22 GeV/c sur des cibles de cuivre et carbone [37]*, qui donne une contribution des photons virtuels variant de 30% pour $M = 1,5$ GeV/$c^2$, à 100% pour $M > 5$ GeV/$c^2$ (Fig. 35), et indépendante de $\sqrt{s}$.

III.4.3. La région de masse $< M_\psi$.

- Contribution du charme.

Ici nous exposerons le résultat d'une étude déjà publiée [39] qui a permis d'évaluer la section efficace de production de paires $D\bar{D}$ aux ISR. En voici une brève description.

Dans cette expérience trois sortes de données de paires de leptons ont pu être recueillies :

- des pairès d'électrons de masse inférieure à 1,3 GeV/$c^2$ [ 4 ] en sélectionnant deux électrons dans un même bras de l'appareillage (Fig. 1) ;
- les paires d'électrons de masse comprise entre 1,2 et 2,2 GeV/$c^2$ recueillies en détectant les électrons dans deux bras opposés ;
- enfin, les corrélations $e^{\mp}$ - $\mu^{\pm}$ ont été étudiées en détectant un muon dans le bras vertical et un électron dans l'un des deux bras horizontaux [4].

*Notons que ce rapport, du nombre d'événements provenant du mécanisme de Drell-Yan au nombre total de paires, dépend de la cible utilisée.

L'ensemble de ces trois catégories de données correspond à trois domaines cinématiques différents pour la production des paires $D\bar{D}$ : paires $D\bar{D}$ de basse masse et haut $p_T$, de haute masse et bas $p_T$, régime intermédiaire avec les paires $e\mu$.

Pour reproduire cet ensemble de données, on a supposé que la production de charme, autour de $y = o$, est dominée par les mésons charmés $D,\bar{D}$ produits en paires :

- les paires $e\mu$ proviennent uniquement de la désintégration semi-leptonique de paires de mésons charmés : $D(\bar{D}) \rightarrow Ke(\mu)\nu$ ;

- les paires d'électrons de faible masse proviennent de la désintégration de $\pi^0$ en paires de Dalitz, des désintégrations leptoniques des résonances $\rho$, $\omega$, $\varphi$, et des désintégrations semi-leptoniques des mésons charmés D ;

- de même, les paires détectées dans les bras opposés proviennent de $D\bar{D}$ ;

- les rapports d'embranchement sont les suivants :

$$B(D \rightarrow Ke\nu) = B(D \rightarrow K^*e\nu) = B(D \rightarrow K\mu\nu) = B(D \rightarrow K^*\mu\nu) = 5\% \quad ;$$

- la distribution de l'impulsion du lepton de désintégration est décrite par le modèle de Ali et Yang [40].

La production des mésons charmés est déterminée par la distribution en $p_T$ de la paire $D\bar{D}$ et par la distribution de l'impulsion q de chaque méson dans le centre de masse de cette paire :

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \propto e^{-p_T^2/2\sigma_p^2} \quad , \quad \frac{d\sigma}{dq^2} \propto e^{-q^2/2\sigma_q^2} \quad (M_{DD}^2 = 4(M_D^2 + q^2))$$

La distribution en rapidité est aussi une gaussienne de largeur $\sigma_y = 0,84$ analogue à celle du modèle de Bourquin et Gaillard [2].

Si toutes les paires précédemment sélectionnées sont dues à la production de $D\bar{D}$, on trouve comme meilleur ajustement :

$$\sigma_p = 1,4 \pm 0,15 \text{ GeV/c} \quad \text{et} \quad \sigma_q = 0,73 \pm 0,11 \text{ GeV/c.}$$

avec la limite supérieure :

$$\left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=o} = 10,1 \pm 2,3 \ \mu b.$$

Notons que ces valeurs de $\sigma_p$ et $\sigma_q$ donnent, pour chaque D :

$$\langle p_T \rangle \simeq 1,15 \ GeV/c.$$

III.4.4. Rapport $\psi'/\psi$.

Les données prises à $\sqrt{s}$ = 52 et 62 GeV sont rassemblées, la valeur moyenne étant $\sqrt{s}$ = 55 GeV.

La forme du spectre en masse du $\psi$ est obtenue à l'aide d'un programme de Monte-Carlo. Celui-ci tient compte de la résolution des chambres et du compteur V, de la diffusion multiple, du rayonnement de freinage des électrons dans la chambre à vide, les compteurs A et les parois des chambres à dérive, du rayonnement de freinage interne et de la coupure sur la variable $x/\Delta x$ (cf. II.1.2.a.).

De même pour le $\psi'$ et T dont la présence est signalée par l'accumulation de quelques événements à M ~ 3,7 et 9,5 GeV/$c^2$.

La contribution du Drell-Yan est donnée par l'ajustement précédent.

La section efficace mesurée est ajustée à la forme :

$$\frac{d^2\sigma}{dMdy} = \frac{A}{M^3}\left(1 - \frac{M}{\sqrt{s}}\right)^{11} + C\psi(M) + D\psi'(M) + ET(M)$$

pour les masses supérieures à 2,5 GeV/$c^2$.

$$A = (1,76 \pm 0,28)10^{-32}$$

$$C = (1,26 \pm 0,03)10^{-32}$$

$$D = (0,02 \pm 0,004)10^{-32}$$

$$E = (12 \pm 9)10^{-36}$$

On a :

$$\frac{D}{C} = \frac{B'_{ee}\left.\frac{d\sigma}{dy}(pp \to \psi' + X)\right|_{y=o}}{B_{ee}\left.\frac{d\sigma}{dy}(pp \to \psi + X)\right|_{y=o}} = (1,6 \pm 0,4)\%$$

En tenant compte des rapports de branchement différents du $\psi'$ et du $\psi$, on a :

$$\frac{d\sigma}{dy}(\psi') \Big/ \frac{d\sigma}{dy}(\psi)\Big|_{y=o} = (12 \pm 3)\%$$

Ce faible taux de production du $\psi'$ par rapport au $\psi$ est en accord avec le fait que le $\psi$ est plutôt produit via $\chi \to \psi\gamma$.

III.4.5. Section efficace de production de T.

Nous appelons T l'ensemble des T, T' ...

Le nombre E de l'ajustement précédent donne la section efficace de production du T :

$$B_{ee} \frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=o} = (12 \pm 9)10^{-36}\ cm^2.$$

Cependant l'acceptance utilisée supposait une distribution angulaire non isotrope (cf. III.4.1.) et une valeur de $\langle p_T \rangle \sim 1{,}8$ GeV/c. Or les mesures [41] donnent $\langle p_T \rangle(T) \approx 1{,}95$ GeV/c, ce qui conduit à diminuer l'acceptance de 10%, et une distribution angulaire isotrope, ce qui augmente l'acceptance de 9%. Ceci ne change donc pas la valeur de la section efficace.

La figure 36 montre la courbe d'excitation du T.

En portant la section efficace en fonction de $M/\sqrt{s}$ (Fig. 36), on obtient un comportement semblable à celui du $\psi$ à un facteur 500 près (Fig. 37).

III.4.6. Origine hadronique de $\psi$, $\psi'$, T.

Si le mécanisme de production du $\psi$ était d'origine électromagnétique comme pour le fond de Drell-Yan, on s'attendrait à ce que le rapport :

$$R_{pp} = B\sigma_{pp}(\psi) / \frac{d\sigma_c}{dM}\ (M_c = M_\psi),$$

où c représente le continuum, soit égal au rapport correspondant dans les collisions $e^+e^-$ :

$$R_{ee} = \int B\sigma_{ee}(\psi)dE/\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)\Big|_{E=\sqrt{s}=M_\psi}.$$

De même pour $\psi'$ et T.

$R_{ee}$ a été mesuré à SPEAR [42] et DORIS [43], et vaut :

$R_{ee}(\psi) = 0{,}092$ GeV ; $R_{ee}(\psi') = 0{,}006$ GeV et $R_{ee}(T) < 0{,}022$ GeV.

Dans cette expérience,

$$R_{pp}(\psi) = 40{,}4 \pm 7{,}4 \text{ GeV}$$
$$R_{pp}(\psi') = 1{,}24 \pm 0{,}45 \text{ GeV}$$
$$\text{et } R_{pp}(T) = 4{,}7 \pm 4{,}3 \text{ GeV}.$$

Ceci implique que la production de $\psi$, $\psi'$, T est principalement hadronique en interactions pp.

## III.5. PRODUCTION INCLUSIVE D'ELECTRONS DIRECTS.

Une des motivations à l'origine de la recherche de leptons produits en collisions hadroniques a été de découvrir de nouvelles particules se désintégrant en $\ell^+\ell^-$, ou $\ell\nu$ , tels les bosons intermédiaires, encore hypothétiques, de l'interaction faible, ou les mésons $\rho$ , $\omega$, $\varphi$, $\psi$, T aujourd'hui mis en évidence. En effet, le spectre en impulsion transverse des électrons de désintégration est piqué à la moitié de la masse de la particule mère ("pic du jacobien" des désintégrations à deux corps).

Si, par exemple, la particule mère est produite "ordinairement" comme les pions, ce pic est étalé à haut $p_T$ suivant une distribution semblable à celle des pions. Il est donc intéressant de comparer les deux spectres, à la recherche d'un mode de production différent, une nouvelle source ... La situation est, en fait, compliquée par les désintégrations à trois corps et, aussi, un nombre relativement élevé de sources qui contribuent dans la zone de $p_T$ qui nous concerne.

Les événements utilisés ici ont été sélectionnés comme il a été décrit au paragraphe II.2.

III.5.1. Section efficace.

Les résultats suivants ont été obtenus avec des luminosités intégrées de $\mathcal{L} = 1{,}4.10^{37}$ cm$^{-2}$ à $\sqrt{s} = 52{,}7$ GeV et $\mathcal{L} = 0{,}065.10^{37}$ cm$^{-2}$ à $\sqrt{s} = 62{,}4$ GeV.

L'acceptance est constante dans le domaine d'impulsion transverse étudié ($p_T \geq 1{,}8$ GeV/c au bras 1 et 2,5 GeV/c au bras 2), et vaut :

$$\Delta y \Delta \varphi = 0{,}28 \text{ au bras 1,}$$

et

$$\Delta y \Delta \varphi = 0{,}5 \text{ au bras 2,}$$

la différence étant due au mouvement du centre de masse vers le bras 2.

L'efficacité de détection est évaluée en utilisant le lot d'événements $\psi$ auquel les coupures retenues pour la sélection des électrons seuls, ont été appliquées : $\varepsilon = 0{,}18 \pm 0{,}01$ dans chaque bras.

L'incertitude sur la mesure de l'impulsion

$$\left(\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{9 + (4{,}2\ p)^2}\ 10^{-2}\right)$$

induit une erreur sur la normalisation de la section efficace ($\sigma$ mesurée > $\sigma$ vraie). La correction à apporter est de 2,5% à $p_T = 1{,}8$ GeV/c et 14% à $p_T = 4$ GeV/c au bras 1. Au bras 2, elle varie de 10% à $p_T = 2{,}5$ GeV/c à 24% à $p_T = 4$ GeV/c.

La perte d'énergie des électrons, dans la paroi de la chambre à vide ($10^{-2}$ longueur de radiation) et les compteurs A, est estimée à 1%, ce qui réduit la section efficace de 6% sur tout le spectre.

Les valeurs données dans la table 6 sont corrigées de ces effets.

D'autres erreurs systématiques ne sont pas incluses dans cette table, car elles n'ont pas de signe déterminé :

| $p_T$ (GeV/c) | N | $\mathcal{L}$ ($cm^{-2}$) | $d\sigma/dp_T dy d\varphi$ ($cm^2 GeV^{-1} c$) | $Ed^3\sigma/dp^3$ ($cm^2 GeV^{-2} c^3$) | e/π |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | $\sqrt{s}$ = 52,7 GeV | | |
| | | | bras 1 | | |
| 1,8 | 27 | $4,5.10^{35}$ | $(2,84 \pm 0,55)10^{-33}$ | $(1,58 \pm 0,3)10^{-33}$ | 1,08 ± 0,21 |
| 1,95 | 236 | $0,94.10^{37}$ | $(2,53 \pm 0,16)$ " | $(1,30 \pm 0,08)$ " | 1,58 ± 0,10 |
| 2,05 | 183 | " | $(1,98 \pm 0,15)$ " | $(0,96 \pm 0,07)$ " | 1,71 ± 0,13 |
| 2,15 | 162 | $1,4.10^{37}$ | $(1,17 \pm 0,09)$ " | $(5,45 \pm 0,43)10^{-34}$ | 1,39 ± 0,11 |
| 2,25 | 135 | " | $(0,98 \pm 0,08)$ " | $(4,36 \pm 0,37)$ " | 1,58 ± 0,14 |
| 2,4 | 161 | " | $(5,78 \pm 0,46)10^{-34}$ | $(2,41 \pm 0,19)$ " | 1,45 ± 0,11 |
| 2,6 | 109 | " | $(3,92 \pm 0,38)$ " | $(1,51 \pm 0,14)$ " | 1,74 ± 0,17 |
| 2,8 | 82 | " | $(2,94 \pm 0,32)$ " | $(1,05 \pm 0,12)$ " | 2,24 ± 0,25 |
| 3,1 | 51 | " | $(0,88 \pm 0,12)$ " | $(2,85 \pm 0,40)10^{-35}$ | 1,45 ± 0,20 |
| 3,5 | 32 | " | $(5,49 \pm 0,97)10^{-35}$ | $(1,57 \pm 0,28)$ " | 2,35 ± 0,42 |
| 4,0 | 12 | " | $(1,32 \pm 0,38)$ " | $(3,29 \pm 0,95)10^{-36}$ | 1,70 ± 0,49 |
| 4,5 | 3 | " | $(0,49 \pm 0,29)$ " | $(1,10 \pm 0,64)$ " | 1,77 ± 1,02 |
| | | | bras 2 | | |
| 2,55 | 64 | $1,4.10^{37}$ | $(0,40 \pm 0,05)10^{-33}$ | $(1,57 \pm 0,20)10^{-34}$ | 1,54 ± 0,19 |
| 2,65 | 50 | " | $(0,31 \pm 0,04)$ " | $(1,17 \pm 0,17)$ " | 1,59 ± 0,22 |
| 2,8 | 87 | " | $(1,79 \pm 0,19)10^{-34}$ | $(0,64 \pm 0,07)$ " | 1,36 ± 0,35 |
| 3,1 | 99 | " | $(0,98 \pm 0,10)$ " | $(3,16 \pm 0,32)10^{-35}$ | 1,61 ± 0,16 |
| 3,5 | 35 | " | $(3,38 \pm 0,57)$ " | $(0,97 \pm 0,16)$ " | 1,45 ± 0,25 |
| 4,0 | 31 | " | $(1,88 \pm 0,34)$ " | $(4,7 \pm 0,84)10^{-36}$ | 2,42 ± 0,44 |
| 4,5 | 7 | " | $(0,62 \pm 0,24)$ " | $(1,39 \pm 0,52)$ " | 2,23 ± 0,84 |
| | | | $\sqrt{s}$ = 62,4 GeV | | |
| | | | bras 1 | | |
| 1,85 | 25 | $6,4.10^{35}$ | $(3,93 \pm 0,79)10^{-33}$ | $(2,12 \pm 0,42)10^{-33}$ | 1,53 ± 0;31 |
| 1,95 | 25 | " | $(3,92 \pm 0,78)$ " | $(2,00 \pm 0,40)$ " | 2,10 ± 0,42 |
| 2,05 | 18 | " | $(2,91 \pm 0,69)$ " | $(1,42 \pm 0,33)$ " | 2,14 ± 0,50 |
| 2,2 | 20 | " | $(1,60 \pm 0,36)$ " | $(0,73 \pm 0,16)$ " | 1,85 ± 0,41 |
| 2,5 | 17 | " | $(0,66 \pm 0,16)$ " | $(2,62 \pm 0,64)10^{-34}$ | 1,80 ± 0,44 |
| 3,1 | 9 | " | $(0,16 \pm 0,05)$ " | $(0,52 \pm 0,17)$ " | 2,05 ± 0,68 |
| | | | bras 2 | | |
| 2,2 | 21 | | $(1,03 \pm 0,22)10^{-33}$ | $(4,68 \pm 1,02)10^{-34}$ | 1,19 ± 0,26 |
| 2,5 | 35 | | $(8,80 \pm 1,49)10^{-34}$ | $(3,52 \pm 0,59)$ " | 2,41 ± 0,41 |
| 3,1 | 19 | | $(2,34 \pm 0,54)$ " | $(0,75 \pm 0,17)$ " | 2,98 ± 0,68 |

Table 6 - Section efficace d'électrons $\frac{e^+ + e^-}{2}$ .

- luminosité : ± 5%
- bruit de fond de hadrons : ±10%
- efficacité de détection : ± 5,5%
- total ±13%

Ce lot d'événements contient une part d'électrons non directs provenant de paires de Dalitz et de photons convertis de $\pi^0$ et $\eta$. La majorité ont été rejetés par les coupures sur la hauteur d'impulsion dans les compteurs A, la distance entre les traces laissées dans les chambres à dérive (voir II.2.1.), et l'exigence d'une seule trace dans la cellule traversée du compteur $\check{C}$.

Un programme de Monte-Carlo, dans lequel on s'est donné le spectre de $\pi^0$ [44] et un rapport $\eta/\pi^0 = 0,5$ [45], permet d'estimer la contribution de ces électrons parasites. Celle-ci est soustraite de la section efficace brute (voir table 6) et représente environ 5%, au maximum à $p_T = 1,8$ GeV/c, des électrons du lot final.

Les contributions de processus tels que : $K \to \pi e \nu$ $\pi \to e\nu$, effet Compton, sont négligeables.

La section efficace différentielle est présentée à la table 6, où les événements des deux signes ont été ajoutés, car il n'y a pas d'asymétrie de signe (voir III.5.3.). Les résultats des deux bras sont en accord et l'ensemble des résultats combinés est donné à la table 7 et à la figure 38.

III.5.2. Rapport e/$\pi$.

Dans un certain nombre d'expériences, il a été possible de mesurer la production d'électrons et de pions chargés dans le même appareillage. Le rapport e/$\pi$ dépend moins, dans ce cas, de l'acceptance géométrique et des normalisations absolues.

D'autre part, cela permet de rassembler les données prises à différentes valeurs de $\sqrt{s}$, $X_F = 2p_L/\sqrt{s}$ et $p_T$, si le spectre de pions est mesuré dans les mêmes conditions.

Dans cette expérience, cela n'a pas été possible et nous utiliserons, comme spectre de pions, les ajustements donnés par Alper et al. [46] :

$\sqrt{s}$ = 52,7 GeV

| $p_T$ | $Ed^3\sigma/dp^3$ | $e/\pi * 10^4$ |
|---|---|---|
| 1,8 | $(1,58 \pm 0,30)10^{-33}$ | 1,09 ± 0,21 |
| 1,95 | $(1,29 \pm 0,08)$ " | 1,58 ± 0,10 |
| 2,05 | $(9,63 \pm 0,71)10^{-34}$ | 1,71 ± 0,13 |
| 2,15 | $(5,45 \pm 0,43)$ " | 1,39 ± 0,11 |
| 2,25 | $(4,36 \pm 0,38)$ " | 1,58 ± 0,14 |
| 2,4 | $(2,41 \pm 0,19)$ " | 1,45 ± 0,11 |
| 2,6 | $(1,46 \pm 0,10)$ " | 1,68 ± 0,12 |
| 2,8 | $(7,53 \pm 0,59)10^{-35}$ | 1,61 ± 0,13 |
| 3,1 | $(3,03 \pm 0,25)$ " | 1,55 ± 0,13 |
| 3,5 | $(1,12 \pm 0,14)$ " | 1,68 ± 0,21 |
| 4,0 | $(4,08 \pm 0,63)10^{-36}$ | 2,11 ± 0,33 |
| 4,5 | $(1,27 \pm 0,40)$ " | 2,04 ± 0,64 |

$\sqrt{s}$ = 62,4 GeV

| | | |
|---|---|---|
| 1,85 | $(2,12 \pm 0,42)10^{-33}$ | 1,53 ± 0,31 |
| 1,95 | $(2,1 \pm 0,41)$ " | 2,10 ± 0,42 |
| 2,05 | $(1,42 \pm 0,33)$ " | 2,14 ± 0,50 |
| 2,2 | $(5,42 \pm 0,86)10^{-34}$ | 1,38 ± 0,22 |
| 2,5 | $(3,11 \pm 0,43)$ " | 2,13 ± 0,29 |
| 3,1 | $(0,63 \pm 0,12)$ " | 2,50 ± 0,48 |

Table 7

Section efficace électrons (mélange des bras) $\frac{e^+ + e^-}{2}$ .

$$\frac{\pi^+ + \pi^-}{2} = \frac{1}{2}\left[\frac{6{,}9.10^{-27}(1-2p_T/\sqrt{s})^{11}}{(p_T^2+0{,}86^2)^{3{,}85}} + 7{,}4.10^{-27}\,\frac{(1-2p_T/\sqrt{s})^{11{,}9}}{(p_T^2+0{,}89^2)^{3{,}89}}\right]$$

Les résultats sont présentés sous la forme du rapport $\frac{e^+ + e^-}{\pi^+ + \pi^-}$ (Fig. 39).

III.5.3. Symétrie de charge.

Si les électrons proviennent de sources neutres ($\psi \to e^+e^-$ ...) ou de paires neutres de particules chargées ($D^+D^-$ ...), il doit y avoir symétrie de charge car l'acceptance est identique pour les deux signes. En revanche, l'effet Compton produit seulement des électrons négatifs, mais sa contribution est négligeable.

La figure 40 montre la variation de l'asymétrie $(N^- - N^+)/(N^- + N^+)$ avec $p_T$. La valeur moyenne est : $(1{,}7 \pm 2{,}5)\%$, en accord avec les résultats de CCRS [1]. Il y a symétrie de charge.

III.5.4. Comparaison avec d'autres expériences.

Certaines expériences ont été réalisées sur cible fixe, à une valeur de $\sqrt{s}$ plus faible qu'aux ISR. Les résultats de la collaboration CCRS [1], aux ISR, ont montré que le rapport $e/\pi$ est fonction de $\sqrt{s}$, et que sa variation peut être paramétrisée sous la forme :

$$\frac{e}{\pi}(\sqrt{s}+\Delta\sqrt{s}) = \frac{e}{\pi}(\sqrt{s}) + (0{,}63 \pm 0{,}20)10^{-4}\ \mathrm{Log}\left(1+\frac{\Delta\sqrt{s}}{\sqrt{s}}\right)$$

pour $p_T \geqslant 1{,}3$ GeV/c.

Dans notre cas :

$$\left\langle \frac{e}{\pi}(52) \right\rangle = (1{,}56 \pm 0{,}04)10^{-4}$$

et $\left\langle \frac{e}{\pi}(62) \right\rangle = (1{,}78 \pm 0{,}13)10^{-4}$ pour $p_T \geqslant 1{,}8$ GeV/c ;

ce qui est compatible avec la formule ci-dessus.

La figure 41 regroupe les résultats de cette expérience avec ceux de la collaboration CCRS et de la collaboration CP1 [1]. Ces derniers, obtenus en détectant des muons seuls à $\sqrt{s} = 27{,}4$ GeV au FNAL, ont été corrigés suivant la formule (ce qui revient à ajouter $0{,}4.10^{-4}$).

Aucun seuil n'apparaît qui marquerait la présence d'une nouvelle résonance produite abondamment.

Le rapport e/π a tendance à augmenter avec $p_T$.

## III.6. CONTRIBUTIONS AUX ELECTRONS DIRECTS.

Nous évaluerons le nombre d'événements dus aux particules connues qui fournissent des électrons en se désintégrant, telles que : ρ ,ω ,φ ,ψ , $D\bar{D}$, photons de Drell-Yan.

Il est important de noter que, contrairement aux évaluations théoriques antérieures [2], celles-ci seront faites en se basant sur des mesures de la production de ces particules, effectuées dans cette expérience pour la plupart.

Il sera possible, ensuite, de spéculer sur la contribution éventuelle de particules "nouvelles" telles que : $B\bar{B}$, photons directs.

Les différentes contributions sont estimées grâce à une simulation par un programme de Monte-Carlo, où les sources d'électrons sont engendrées suivant les distributions mesurées ou estimées. Les électrons résultants sont soumis aux mêmes coupures que celles utilisées lors de l'analyse des données.

### III.6.1. ρ, ω, φ.

En détectant des paires d'électrons dans un même bras, les masses sélectionnées sont inférieures à 1,2 GeV/$c^2$. Celles-ci comprennent principalement un fond dû aux paires de Dalitz et aux photons convertis, une part résultant de la désintégration semi-leptonique de $D\bar{D}$, et les résonances ρ, ω et φ (Fig. 42). Nous utiliserons les résultats publiés [4] pour la génération de ces résonances, soit :

$$\frac{d\sigma}{dy}(\rho)\Big/\frac{d\sigma}{dy}(\pi)\Big|_{y=o} = \frac{d\sigma}{dy}(\omega)\Big/\frac{d\sigma}{dy}(\pi)\Big|_{y=o} = 0{,}58 \pm 0{,}19$$

$$\frac{d\sigma}{dy}(\varphi)\Big/\frac{d\sigma}{dy}(\pi)\Big|_{y=o} = 0{,}12 \pm 0{,}05 \quad , \quad \text{pour } p_T \geqslant 2 \text{ GeV/c}$$

De plus, le spectre en impulsion transverse est supposé avoir la même forme que celui des pions [4].

III.6.2. $\underline{\psi}$.

Plusieurs paramétrisations des données de la distribution en $p_T$ obtenues dans cette expérience sont présentées à la table 4, mais le domaine d'impulsion transverse exploré est limité à 3 GeV/c, où la statistique devient très faible. Les diverses paramétrisations donnent des valeurs de $\chi^2$ analogues et ne peuvent être différenciées à ce niveau.

D'autre part, la majorité des $\psi$ qui produisent des électrons de haut $p_T$ ont eux-mêmes une grande impulsion transverse. Ainsi, le spectre en $p_T$ des électrons de désintégration dépend beaucoup de la forme de la distribution en $p_T$ du $\psi$, à haut $p_T$.

Comme exemple, la figure 43a montre le rapport du nombre d'électrons dus au $\psi$ au nombre de pions selon que la forme (1)

$$Ae^{-\alpha m_T}$$

ou (2) :

$$A(1 - x_T)^{\alpha} \Big/ \left(1 + \frac{p_T^2}{m^2}\right)^B$$

est choisie. La forme (2) fournit une contribution nettement plus importante à $p_T > 3{,}5$ GeV/c. En effet, cette paramétrisation donne une section efficace du $\psi$ légèrement plus importante à haut $p_T$ (Fig. 43b). Ceci montre la sensibilité du rapport $e/\pi$ aux queues de distribution à haut $p_T$ des sources.

La forme (2) a été retenue pour paramétriser les données à haute statistique de l'expérience NA3 au SPS du CERN [36], dont le domaine de $p_T$ exploré s'étend jusqu'à 6 Gev/c, et semble donc plus représentative de la réalité.

Il est possible de vérifier directement quelle est la contribution du $\psi$ : parmi le lot final d'électrons seuls, certains événements comprennent un électron dans le bras opposé. La distribution en masse invariante de ces paires est dominée par le $\psi$ (Fig. 44). Une

simulation permet de connaître le rapport du nombre d'électrons seuls au nombre d'électrons faisant partie d'une paire $e^+e^-$, issus de $\psi$ et détectés dans l'appareillage, en fonction du $p_T$ de l'électron le plus rapide (Fig. 45).

En tenant compte de l'efficacité de détection du deuxième électron, on obtient le pourcentage d'électrons seuls venant de $\psi$ en fonction de $p_T$ (Fig. 45) : 50% au maximum. Cette méthode est indépendante des normalisations, mais reste sensible à la forme du spectre en $p_T$ du $\psi$ (Fig. 46). Le résultat est en accord avec l'évaluation précédente.

La contribution due au $\psi'$ est négligeable, bien que la masse de la particule mère soit légèrement plus élevée, car le rapport des sections efficaces de production multipliées par le rapport d'embranchement est très faible (< 2% (voir III.4.4.)).

En ce qui concerne $\Upsilon$, la faible section efficace est compensée par le fait que la masse est plus de trois fois supérieure à celle du $\psi$ et que l'impulsion transverse moyenne du $\Upsilon$ est de l'ordre de 2 GeV/c [41]. En supposant une distribution $e^{-p_T}$, on obtient un rapport $e/\pi$ qui atteint $0{,}4.10^{-4}$ à $p_T$ = 5 GeV/c, pour :

$$B_{ee} \left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=o} = 12 \text{ pb.}$$

Ceci situe le niveau de cette source non négligeable même si les barres d'erreurs actuelles sur la section efficace de production sont grandes.

III.6.3. Photons de Drell-Yan : $\gamma^*$.

La section efficace de production de paires de Drell-Yan est présentée au paragraphe III.4.2. Le même modèle qui a permis de calculer l'acceptance aux paires (III.4.1.) est utilisé.

Si l'on augmente (resp. diminue) la valeur moyenne de l'impulsion transverse des hautes masses, la contribution aux électrons seuls augmente (resp. diminue) comme le montre la figure 47.

De plus, comme dans le cas du $\psi$, la forme de la distribution en $p_T$ des photons a une grande influence sur la contribution aux électrons directs en fonction de $p_T$ (voir III.6.8.).

Cette source produit un rapport $e/\pi$ qui augmente avec $p_T$.

III.6.4. $D\bar{D}$.

Les désintégrations semi-leptoniques des mésons D fournissent des électrons directs. Nous utilisons le même modèle qui a permis d'estimer la section efficace de production des paires $D\bar{D}$ et qui est décrit au paragraphe III.4.5. Les paramètres sont ceux du meilleur ajustement, avec une section efficace :

$$B_e \left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=o} = 1 \pm 0,2 \ \mu b.$$

Ces mésons D fournissent d'autant plus d'électrons de haut $p_T$ qu'ils ont, eux-mêmes, une impulsion transverse moyenne relativement élevée :

$$\langle p_T \rangle_D = 1,15 \text{ GeV/c}.$$

III.6.5. Somme : $\rho + \omega + \varphi + \psi + \Upsilon + D\bar{D} + \gamma^*$.

La zone hachurée de la figure 48 représente la somme de ces contributions. Il est tenu compte des erreurs sur les sections efficaces de production, et, en ce qui concerne les photons de Drell-Yan, de l'incertitude sur la valeur de $\langle p_T \rangle$ des hautes masses de $\gamma^*$. La résultante est en accord avec les données à "bas $p_T$" ($\leqslant$ 3 GeV/c).

Il est naturel d'envisager la contribution de sources hypothétiques non encore mise clairement en évidence. En particulier, l'analogue de $D\bar{D}$, associé au $\psi$ et au quark charmé, serait $B\bar{B}$, associé au $\Upsilon$ et au quark b. D'autre part, l'annonce de la mesure de photons directs [47], dans une proportion atteignant 40% des $\pi^0$, incite à calculer leur éventuelle contribution.

III.6.6. $B\bar{B}$.

Pour simuler la production et la désintégration semi-leptonique des paires de mésons $B\bar{B}$, il suffit de modifier le programme utilisé pour calculer la contribution de $D\bar{D}$. La masse des mésons, qui se désintègrent maintenant en $De\nu$, est de 5,3 GeV/$c^2$. La possibilité d'une cascade :

$$B \to D\pi \quad \big(\hookrightarrow Ke\nu\big)$$

n'est pas prise en compte car cela donnerait des électrons d'impulsion transverse trop faible. La valeur moyenne du $p_T$ de chaque méson B est : $\langle p_T \rangle_B$ = 1,2 GeV/c, avec les paramètres $\sigma_p$ = 1,5 GeV/c et $\sigma_q$ = 0,75 GeV/c.

Si l'on pose :

$$B_e \left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=o} (pp \to B\bar{B} \to De\nu)\Big|_{y=o} = 20 \text{ nb} ,$$

on obtient un rapport e/π dont le maximum se situe à $p_{Te}$ = 2,4 GeV/c et vaut $0{,}5.10^{-4}$ (Fig. 49), alors que la contribution maximum due à $D\bar{D}$ est à $p_{Te}$ = 1,4 GeV/c avec le même modèle.

Si les paramètres $\sigma_p$ et $\sigma_q$ sont changés en $\sigma_p$ = 2 GeV/$c^2$ et $\sigma_q$ = 0,75 GeV/$c^2$, de telle façon que $\langle p_T \rangle_B$ = 1,45 GeV/c, le maximum est décalé à $p_{Te}$ = 2,8 GeV/c où e/π vaut alors $0{,}7.10^{-4}$, pour la même section efficace de 20 nb (Fig. 49).

La différence entre les données et la somme des contributions précédentes ($\rho + \omega + \varphi + \psi + D\bar{D} + \gamma^*$), permet de donner une limite supérieure de la section efficace, à 90% de degré de confiance :

$$B_e \left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=o} = 5 \, {}^{+15}_{-5} \text{ nb}$$

à $\sqrt{s}$ = 52 GeV.

D'autres expériences ont donné aussi des limites supérieures pour la production de $B\bar{B}$ en utilisant les événements à plusieurs muons. Les paires $B\bar{B}$ peuvent, en effet, donner lieu aux cascades à 2μ : $\bar{B}B \to \bar{D}\ell\nu$ ($\hookrightarrow DX$, $D \to$ hadrons, $D \to \mu\nu X$) , ou 3μ : $B\bar{B} \to \bar{D}\ell\nu$ ($\hookrightarrow$ hadrons, $\bar{D} \to D\ell\nu$, $D \to \ell\nu X$) , par exemple.

En supposant un rapport d'embranchement $B(B \to De\nu) = 10\%$, nous pouvons comparer les limites supérieures à différentes énergies [48], avec notre valeur $\sigma_{B\bar{B}} = 100\ ^{+300}_{-100}$ nb à $\sqrt{s} = 52$ GeV (Fig. 50).

III.6.7. Contribution des photons directs.

En théorie de CDQ, la production de hadrons à haute impulsion transverse est expliquée par la diffusion dure entre les constituants des hadrons initiaux. En particulier, lorsque $p_T$ est suffisamment grand, le mécanisme dominant est la diffusion quark-gluon : $q + g \to q + g$ [49]. Or, les quarks ayant un couplage ponctuel au photon, le même genre de diagramme s'obtient en remplaçant le gluon final par un photon (Fig. 51) : $q + g \to q + \gamma$ ceci produisant des photons directs de haute impulsion transverse.

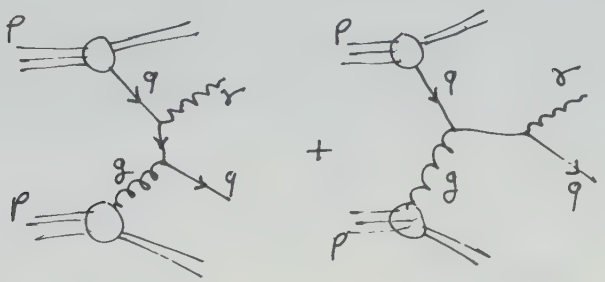



Figure 51

Les sections efficaces de production sont dans le rapport des constantes de couplage $\alpha_e (= 1/137)$ électromagnétique et $\alpha_s$ ($\sim 0{,}25$) forte. Mais, si l'on veut comparer le taux de production des hadrons et des photons, il faut tenir compte du fait que le photon est observé directement, tandis que les quarks et gluons doivent se fragmenter en hadrons observés dans l'état final.

Récemment les résultats d'expériences aux ISR [47] et à FNAL ont été présentés indiquant un taux de production de $\gamma$ directs atteignant 40% de celui des $\pi^0$, plus ou moins en accord avec les prédictions théoriques.

Seuls les photons qui se convertissent de façon très asymétriques simulent un électron direct (voir III.5.1.). La probabilité qu'un $\gamma$ se convertisse dans la paroi de la chambre à vide des ISR est de 1,1%. Une simulation permet d'estimer la contribution des électrons qui satisfont aux critères de sélection des candidats électrons : le

spectre en $p_T$ des $\gamma$ est celui des $\pi^0$ pondéré par le rapport $\gamma/\pi^0$ observé. Ceci conduit à une contribution qui augmente avec $p_T$, mais qui reste inférieure à 1% des électrons observés à $p_T$ = 4 GeV/c.

III.6.8. Discussion sur la contribution des photons de Drell-Yan.

Le taux d'électrons observés à $p_T \gtrsim 3,5$ GeV/c, est systématiquement supérieur à la somme des contributions envisagées (Fig. 48).

Nous insisterons, dans ce paragraphe, sur l'effet que peut avoir la forme de la distribution à haut $p_T$ des paires de Drell-Yan, sur le spectre d'électrons de désintégration.

Prenons, par exemple, la distribution en impulsion transverse des paires $\mu^+\mu^-$ de masse 8,4 GeV/$c^2$, utilisée au paragraphe III.4.1. et III.6.3. pour calculer la contribution des photons virtuels :

$$\frac{1}{p_T}\frac{d^3}{dp_T dy d\varphi} = \frac{A}{\left(1+\left(\frac{p_T}{p_o}\right)^2\right)^6}$$

avec $p_o$ = 2,75 pour $\sqrt{s}$ = 27,4 GeV [31].

La valeur moyenne de $p_T$ correspondant est $\langle p_T\rangle$ = 1,18 GeV/c = 0,43 $p_o$. Cette distribution peut être remplacée par $A'e^{-bp_T}$, $\langle p_T\rangle = 2/b$, et normalisée à la précédente pour donner la même section efficace $d\sigma^2/dMdy$. La distribution exponentielle est supérieure pour $p_T$ > 2 GeV/c (Fig. 52a). Or nous avons déjà remarqué l'effet important des queues de distribution de $\psi$ (III.6.2.) sur la contribution aux électrons directs, et ceci est illustré, dans ce cas, par la figure 52b qui montre, sous la forme du rapport e/$\pi$, les différentes contributions des paires de Drell-Yan en changeant seulement la forme du spectre tout en gardant le même $\langle p_T\rangle$.

Par contre, ceci affecte peu le calcul d'acceptance aux paires (III.4.1.), car alors ce sont les bas $p_T$ qui sont sélectionnés. Une telle distribution en $e^{-bp_T}$ est peu représentative des données à bas $p_T$, mais donne une idée de ce que pourrait engendrer une queue de distribution due au rayonnement de gluons.

Dans le modèle "naïf" des partons, l'impulsion transverse du photon virtuel, créé par l'annihilation d'un quark avec un anti-quark, provient de celle des quarks dans le proton : $k_T$. Celle-ci varie de 300 à 600 MeV/c suivant les modèles (principe d'incertitude, mouvement de Fermi des quarks), et au maximum : $\langle p_T \rangle$ = 900 MeV/c pour les paires $e^+e^-$, indépendant de $\sqrt{s}$. Les données (Fig. 32) sont en complet désaccord : $\langle p_T \rangle \sim 1{,}2$ GeV/c à $\sqrt{s}$ = 27,4 GeV et augmente à 2 GeV/c à $\sqrt{s}$ = 62 GeV.

Appelons $k_T$ l'impulsion primordiale, car elle est intrinsèque à la fonction d'onde du parton dans le proton, et serait due à des phénomènes ne se prêtant pas à un traitement perturbatif [49]. Les photons virtuels reçoivent, en outre, une impulsion transverse due au rayonnement de freinage des gluons, qui peut être calculée de façon perturbative si les transferts sont grands.

Les processus, au premier ordre en $\alpha_s$, sont : $q\bar{q} \to \gamma^*$ et $qg \to \gamma^* q$ (Fig. 53)

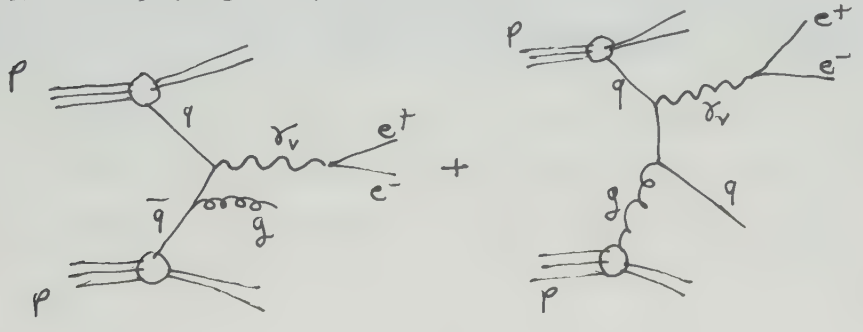



Figure 53

La section efficace différentielle est alors calculable si l'on connaît les fonctions de structure du proton.

Par exemple, Berger, précédemment cité, (III.4.2.), obtient la section efficace présentée à la figure 54a sur laquelle sont portées les données expérimentales.

On s'attend à ce que la divergence à faible $p_T$ soit régularisée par des phénomènes non perturbatifs. Altarelli, Parisi et Petronzio [50] et Feynman et Field [49] réduisent ceux-ci à la distribution du $k_T$ primordial des quarks :

$$f(k_T) = \exp(-k_T^2/4\sigma_q^2)/4\pi\sigma_q^2 ,$$

qui doit être convoluée avec la section efficace perturbative :

$$\sigma = \int d^2k_T \; \sigma_p((\vec{p}_T - \vec{k}_T)^2) f(k_T^2)$$

Ainsi, en ajustant $\sigma_q$, on obtient une section efficace ad-hoc comparable aux données (Fig. 54b) :

$$\sigma_q = 0,48 \quad \text{ou} \quad \langle k_T \rangle = 600 \text{ MeV/c.}$$

Notons que la collaboration CFS [31] a effectué, elle-même un ajustement simultané de ses distributions en $p_T$ de paires de muons de masse supérieure à 4 GeV/$c^2$, dans différents intervalles de rapidité, et aux trois énergies disponibles, avec une telle régularisation. Le résultat est $\langle k_T \rangle = 0,587 \pm 0,005$ et la fonction de structure du gluon :

$$x_g(x) = \frac{(1+n)}{2} (1-x)^n \quad \text{avec} \quad n = 4,1 \pm 0,2.$$

D'autres auteurs [51] déduisent leurs résultats, de façon moins heuristique, en calculant les termes de CDQ à tous les ordres en $\alpha_s$ (à l'approximation des logarithmes de $Q^2$ dominants). Il apparaît que le facteur d'échelle $Q^2$, dont dépend la constante de couplage $\alpha_s$, est $p_T^2$ et non $M^2$ [52]. Dans cette approche, la distribution en $p_T$ des $\gamma^*$ a la bonne concavité quand $p_T$ tend vers 0, et la norme est deux fois plus élevée que celle obtenue en n'utilisant que les termes du premier ordre. D'autre part, il n'est plus nécessaire d'introduire un $k_T$ primordial supérieur à 300 MeV/c pour reproduire les données.

D'autres théoriciens basent leurs calculs sur les diffusions quark-méson ou quark-diquark (modèle CIM, "higher twist effects") [53], ce qui leur permet de calculer des distributions en tout aussi bon accord avec l'expérience.

En fait, dans notre cas, la partie intéressante est la queue de distribution à haut $p_T$, qui est dominée, pour l'interaction proton-proton, par le processus $q + g \rightarrow q + \gamma^*$ (A haut $p_T$, le terme du premier ordre devrait être dominant) ; et cette queue de distribution est pratiquement exponentielle.

Même s'il existe des différences notables entre les différents modèles, il faut retenir le fait que les prédictions donnent un taux de production, à haut $p_T$, supérieur aux ajustements en puissance :

$$1 \Big/ \left( \frac{p_T^2}{p_o^2} + 1 \right)^6$$

et engendrent ainsi une contribution non négligeable aux électrons directs (Fig. 52).

Il serait intéressant d'obtenir des données à très haut $p_T$ de paires de Drell-Yan, car la région de x explorée de la fonction de structure du gluon s'approcherait de 1, alors que l'ajustement cité plus haut : $x_g(x) = 2{,}55(1-x)^{4,1}$ dépend surtout des faibles valeurs de x. D'autre part la statistique disponible à ce jour est faible au-delà de $p_T$ = 3 GeV/c, et l'exposant n de cette fonction de structure a une influence très sensible. Ceci est reflété par la précision de l'ajustement de CFS (4,1 ± 0,2) et illustré par la figure 55 où la variation de n affecte sensiblement la forme du spectre.

# CONCLUSION

Les résultats de cette étude peuvent être résumés comme suit :

1.- La section efficace de production inclusive du $\psi$ a atteint, aux énergies des ISR, une valeur moyenne de l'ordre de :

$$B_{ee} \left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=o} \sim 10^{-32} \text{ cm}^2 ,$$

avec une valeur moyenne de son impulsion transverse : $\langle p_T \rangle \sim 1{,}3$ GeV/c.

2.- La section efficace de production inclusive du $\psi'$ est mesurée :

$$\left.\frac{d\sigma}{dy}(pp \to \psi' + X)\right|_{y=o} = (12 \pm 3)10^{-2} \left.\frac{d\sigma}{dy}(pp \to \psi + X)\right|_{y=o}$$

3.- La section efficace de production inclusive du $\Upsilon$ est donnée :

$$B_{ee} \left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=o} = (12 \pm 9)10^{-36} \text{ cm}^2$$

4.- $\psi$, $\psi'$ et $\Upsilon$ sont produits avec une section efficace beaucoup plus élevée, par rapport au continuum, que dans les collisions $e^+e^-$, suggérant une origine hadronique pour le mécanisme de production.

5.- La proportion de $\psi$ originaires de $\chi \to \psi\gamma$ est de $(25 \pm 13)\%$.

6.- Les hadrons produits en association avec le $\psi$ ont des caractéristiques similaires à ceux produits avec une paire de hadrons.

7.- La fraction de $\psi$ venant du processus $pp \to \psi D\bar{D} + X$ est inférieure à 19%.

8.- La section efficace du continuum de Drell-Yan obéit à une loi :

$$M^3 \frac{d^2\sigma}{dMdy} = (2,47 \pm 0,1)10^{-32} \left(1 - \frac{M}{\sqrt{s}}\right)^{11\pm0,1} \text{ cm}^2\text{GeV}^2\text{c}^{-4}$$

9.- Les paires de masse inférieure à celle du $\psi$ ne sont pas originaires, en majeure partie, des photons de Drell-Yan. Elles peuvent être attribuées à la désintégration semi-leptonique de particules charmées ($D\bar{D}$).

10.- Le niveau de la production d'électrons directs pour $p_T$ variant entre 1,8 et 4,5 GeV/c, de l'ordre de $10^{-4}$ fois celui des pions, est en accord avec les résultats d'autres expériences [ 1 ].

11.- Il n'y a pas d'asymétrie de charge.

12.- Le rapport $e/\pi$ a une légère tendance à augmenter avec $p_T$.

13.- Le taux d'électrons directs observés entre $p_T$ = 1,8 GeV/c et $p_T$ = 4,5 GeV/c est pratiquement expliqué, maintenant, par la désintégration des mésons vecteurs $\rho$, $\omega$, $\varphi$, $\psi$, $\Upsilon$ en $e^+e^-$, le continuum de Drell-Yan, et les désintégrations semi-leptoniques des particules charmées.

14.- Une limite supérieure à la production de $B\bar{B}$ est obtenue en utilisant les désintégrations semi-leptoniques $B \to De\nu$ :

$$B_e \left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=o} = 5 \begin{matrix} +15 \\ -5 \end{matrix} \text{ nb.}$$

En conclusion, aussi bien pour connaître mieux la production des paires $e^+e^-$ (mésons vecteurs et continuun) que pour préciser les contributions aux électrons seuls, il est nécessaire d'obtenir des résultats expérimentaux à très haute $p_T$ des paires.

REFERENCES


[ 1 ] J.P. BOYMOND et al., Phys. Rev. Letters 33 (1974) 112 ;
J.A. APPEL et al., Phys. Rev. Letters 33 (1974) 722 ;
F.W. BÜSSER et al., Nucl. Phys. B113 (1976) 189 ;
J.P. PANSART thèse d'état Paris-Sud 1976, Note CEA-N-1985.

[ 2 ] M. BOURQUIN et J.M. GAILLARD, Nucl. Phys. B114 (1976) 334.

[ 3 ] J.G. BRANSON et al., Phys. Rev. Letters 38 (1977) 457 ;
K.W.B. MERRIT, thesis, C.I.T. Pasadena, Californie.

[ 4 ] A. CHILINGAROV et al., Nucl. Phys. B159 (1979) 29 ;
A.G. CLARK et al., Phys. Letters 77B (1978) 339.

[ 5 ] S. DRELL et T. YAN, Phys. Rev. Letters 25 (1970) 316 ;
Annals of Physics 66 (1971) 578.

[ 6 ] L. LEDERMAN, Phys. Rep. 26C (1976) 149.

[ 7 ] P. PEREZ, Thèse de 3$^{ème}$ cycle Paris-Sud (1978).

[ 8 ] S. Van der MEER, CERN-ISR-PO/68-31 (1968), non publié.

[ 9 ] P. KESSLER, Nuovo Cimento Vol. 17-2 (1960) 809.

[ 10 ] C. KOURKOUMELIS et al., Phys. Letters 91B (1980) 481.

[ 11 ] A. BAMBERGER et al., Nucl. Phys. B134 (1978) 1 ;
Yu M. ANTIPOV et al., Phys. Letters 60B (1976) 309 ;
H.D. SNYDER et al., Phys. Rev. Letters 36 (1976) 1415 ;
K.J. ANDERSON et al., Phys. Rev. Letters 36 (1976) 237 ;
C. KOURKOUMELIS et al., (voir réf. 10) ;
F.W. BÜSSER et al., Phys. Letters 56B (1975) 482 ;
M.J. CORDEN et al., Phys. Letters 68B (1977) 96.

[12] A.G. CLARK et al., Nucl. Phys. B142 (1978) 29.

[13] C. TUR, thèse de 3ème cycle, Paris VII (1979).

[14] J.G. BRANSON et al., Phys. Rev. Letters 38 (1977) 580 ; 38 (1977) 791(E).

[15] R.M. STERNHEIMER Phys. Rev. 99 (1955) 277.

[16] V.A. NOVIKOV et al., Phys. Rep. 41C (1978),

[17] J.H. COBB et al., Phys. Letters 72B (1978) 497, C. KOURKOUMELIS et al., Phys. Letters 81B (1979) 405.

[18] M.J. TEPER, Rencontre de Moriond (1977) 425.

[19] A. DONNACHIE et P. LANDSHOFF, Nucl. Phys. B112 (1976) 233.

[20] M. GLÜCK et E. REYA, Phys. Letters 83B (1979) 98.

[21] H. SCHOPPER, Ecole d'été d'Erice (1977) 203.

[22] C. CARLSON et R. SUAYA, Phys. Rev. D18 (1978) 760.

[23] H. FRITZSCH, Phys. Letters 67B (1977) 217.

[24] P. LE DÛ, SLAC Summer Institute, Topical Conf. on Part. Phys. SLAC 224 (1979) 434.

[25] M.J. CORDEN et al., Phys. Letters 96B (1980) 411.

[26] M. GLÜCK, J.F. OWENS et E. REYA, Phys. Rev. D17 (1978) 2324.

[27] M.B. EINHORN et S.D. ELLIS, Phys. Rev. D12 (1975) 2007.

[28] J.H. KÜHN, Phys. Letters 89B, (1980) 385 ; MPI PAE/PTh 32/80 (1980).

[29] K.V. VASARADA, Phs. Rev. 16D (1977) 146.

[30] D. ANTREASYAN et al., Phys. Rev. Letters 45 (1980) 863 en pp.
en π-N : J. BADIER et al., Phys. Letters 93B (1980) 354.
R. BARATE et al., Phys. Rev. Letters 43 (1979) 1541.
K.J. ANDERSON et al., Phys. Rev. Letters 43 (1979) 1219.
M.J. CORDEN et al., CERN preprint EP-80/152.

[31] J.K. YOH et al., Phys. Rev. Letters 41 (1978) 684 ;
A.S. ITO et al., (voir ref. 32).

[32] A.L.S. ANGELIS et al., Phys. Letters 87B (1979) 398.
C. KOURKOUMELIS et al., (voir réf. 41).
S. ANTREASYAN et al., Phys. Rev. Letters 45 (1980) 863.
J.G. BRANSON et al., Phys. Rev. Letters 38 (1977) 1333 ;
37 (1976) 799.
A.S. ITO et al., Fermilab-Pub 80/19 EXP 7180-288, Phys. Rev. D
K. J. ANDERSON et al., Phys. Rev. D21 (1980) 3075 ;
Phys. Rev. Letters 42 (1979) 944.

[33] Revue générale par R. STROYNOWSKI, SLAC-PUB 2650.

[34] H. FRITSCH et P. MINKOWSKI, Phys. Letters 73B (1978) 80.
(voir aussi ref. 50).

[35] E.L. BERGER, Vanderbilt Conf. (1978) 178 (AIP Conf. Proc. n°45).
SLAC-PUB 2314 (1979).

[36] K.J. ANDERSON et al., Phys. Rev. Letters 42 (1979) 948.
J. BADIER et al., CERN EP-80/149.

[37] D. Mc CAL, PHD, Université de Rochester, UR-713, C00-3065-245;
C. REECE et al., Phys. Letters 85B (1979) 427.

[38] D. ANTREASYAN et al., M.I.T. Tech. Rep. n°111

[39] A. CHILINGAROV et al., Phys. Letters 83B (1979) 136.

[40] A. ALI et T.C. YANG, Phys. Letters 87B (1976) 285.

[41] C. KOURKOUMELIS et al., Phys. Letters 91B (1980) 475.

[42] G.S. ABRAMS, Lepton-photon Symposium, Stanford University (1975) 25.

[43] D'autres expériences rapportent des résultats sur $R_{pp}$: voir refs 10 et 31.

[44] M. BANNER et al., Nucl. Phys. B126 (1977) 61.

[45] F.W. BÜSSER, Phys. Letters 55B (1975) 332.
C. KOURKOUMELIS et al., Phys. Letters 84B (1979) 277.
G.J. DONALDSON Phys. Rev. Letters 40 (1978) 684.

[46] ALPER et al., Nucl. Phys. B100 (1975) 237.

[47] A.L.S. ANGELIS et al., Phys. Letters 94B (1980) 106.
M. DIAKONOU et al., Phys. Letters 91B (1980) 296.

[48] A. BODEK, University of Rochester - UR-730 (1979) COO-3065-253.
A. DIAMANT-BERGER et al., Phys. Rev. Letters 44 (1980) 507
R.N. COLEMAN et al., Phys. Rev. Letters 44 (1980) 1313.
P. CHARPENTIER, XV$^{\text{ème}}$ Rencontre de Moriond Vol. I (1880) 133.

[49] R.D. FIELD, Proc. 19$^{\text{th}}$ Int. Conf. High Energy, Tokyo (1978) 743.
R.P. FEYNMAN, R.D. FIELD and G. C. FOX, Phys. Rev. 18D (1978) 3320.

[50] G. ALTARELLI, G. PARISI et R. PETRONZIO, Phys. Letters 76B (1978) 351 et 356.
G. PARISI et R. PETRONZIO, Nucl. Phys. B154 (1979) 427.

[51] Y.L. DOKHITZER, D.I. DYAKONOV et S.I. TROYAN,
Phys. Rep. 58 (1980) 269.;
Phys. Letters 76B (1978) 356 ;
Phys. Letters 84B (1978) 234.

[52] J.B. Mc KITTERICK University of Illinois, ILL-(TH)-80-22 (1980).

[53] E.L. BERGER et S.J. BRODSKY, Phys. Rev. Letters 42 (1979) 940.

[54] V. BARGER, W.Y. KEUNG et R.J.N. PHILLIPS,
Particles and Fields, Z. Physik C6 (1980) 169.

# LEGENDES DES FIGURES

1 - Vue éclatée d'un spectromètre à électrons.

2 - Vue de côté de l'appareillage.

3 - Système de mesure de la luminosité.

4 - Spectre de masse des paires d'électrons :
  a) calculée avec l'impulsion ;
  b) " " l'énergie.

5 - Distribution de la quantité $x/\Delta x$ pour les masses des paires d'électrons :
  a) $> 2{,}4$ GeV/$c^2$ ;
  b) $< 2{,}4$ GeV/$c^2$.

6 - Spectre de masse des paires d'électrons lorsque $\left|\frac{x}{\Delta x}\right| \leqslant 2$.

7 - Distribution de l'amplitude dans le compteur A :
  a) quand $M_{ee} > 2{,}4$ GeV/$c^2$ ;
  b) " " $<$ " "

8 - Distribution de l'amplitude dans le compteur F pour les événements $\psi$.

9 - Distribution de l'amplitude dans le compteur F pour les hadrons.

10a - Distribution de l'amplitude dans le compteur F dans le lot d'électrons tels que : amplitude C $> 75$.
 b - Distribution de l'amplitude dans le compteur F dans le lot d'électrons tels que : amplitude C $< 25$.

11 - Spectre de masse des paires d'électrons avec coupures strictes.

12 - Distribution du nombre de blocs touchés.

13 - Distribution du temps de vol entre les compteurs A et C.

14 - Distribution de la masse e-$\gamma$.

15 - Distribution de l'amplitude dans le compteur C pour les événements $\psi$.

16 - Distribution de l'amplitude dans le compteur C pour les électrons tels que : amplitude F < 1,25.

17a - Distribution de l'amplitude dans le compteur C pour les électrons tels que : amplitude F > 2.

b - Distribution de l'amplitude dans le compteur C pour les candidats électrons.

18 - Fraction r d'électrons contenus dans le lot final en fonction de $p_T$.

19 - Distribution en rapidité du $\psi$ (la courbe lisse représente le résultat du Monte-Carlo).

20 - Diagramme de rayonnement de freinage interne.

21 - Section efficace différentielle du $\psi$ ($d^3\sigma/dp_T dy d\varphi$) à $\sqrt{s}$ = 52,7 et 62,4 GeV.

22 - Courbe d'excitation du $\psi$ [11].

23 - Spectre en $p_T$ des hadrons et photons associés au $\psi$.
(les lignes pointillées représentent l'ajustement au spectre de hadrons jusqu'à $p_T$ = 1 GeV/c et le spectre correspondant de photons venant de $\pi^0$ ; la ligne continue est l'ajustement au spectre de photons observés).

24 - Distribution de la masse $\psi$-$\gamma$ (la courbe lisse représente le spectre de masse de $\psi$ et $\gamma$ non corrélés, la courbe pointillée est ce que l'on obtiendrait si tous les $\psi$ étaient produits via $\chi \to \psi\gamma$).

25 - Diagramme de Drell-Yan (voir III.3. p. 34).

26 - Fusion de quarks charmés (voir III.3.1. p. 34).

27 - Fusion de gluons via 2 gluons (voir III.3.2. p. 35).

28 - $q\bar{q} \to c\bar{c}$ via 1 gluon (voir III.3.2. p. 36).

29 - $gg \to c\bar{c}$ (voir III.3.3. p. 36).

30 - Effet de la fonction de structure des gluons sur la courbe d'excitation du $\psi$ (les courbes sont obtenues en s'inspirant de l'article de Barger et al. [54]).

31 - Valeur moyenne $\langle p_T \rangle$ de l'impulsion transverse des paires de leptons en fonction de leur masse et de $\sqrt{s}$ [32] (les courbes sont celles obtenues en utilisant le modèle de Berger (cf. III.4.1.)).

32 - Acceptance aux paires de Drell-Yan : les courbes a, b et c correspondent aux différents choix du $\langle p_T \rangle$ asymptotique (1,5, 1,7 et 2 GeV/c).

33 - Section efficace $d^2\sigma/dMdy$ des paires $e^+e^-$ en fonction de M (la courbe représente un ajustement global des données pour $M > 2,5$ GeV/$c^2$ (cf. III.4.4.)).

34 - Section efficace $d^2\sigma/dMdy$ en fonction de $M/\sqrt{s}$.

35 - Rapport du nombre d'événements issus du mécanisme de Drell-Yan au total en $\pi N$ [37].

36 - Courbe d'excitation de $\Upsilon$.

37 - $Bd\sigma/dy$ du $\psi$ et $\Upsilon$ en fonction de $M/\sqrt{s}$.

38 - Section efficace différentielle de production d'électrons (la courbe représente un ajustement [46] de la section efficace de production de pions multipliée par $10^{-4}$).

39 - Rapport $e/\pi$ à $\sqrt{s}$ = 52,7 et 62,4 GeV.

40 - Asymétrie de signe en fonction de $p_T$.

41 - Rapport $e/\pi$ comparé à d'autres résultats.

42 - Distribution en masse des paires détectées dans un seul bras.

43a - Rapport $e/\pi$ $d\hat{u}$ au $\psi$ selon sa distribution en $p_T$

b - Distribution en $p_T$ du $\psi$ : la courbe pointillée représente un ajustement de la forme : $e^{-am_T}$ et la courbe en trait plein, une forme : $(1-x_T)^n/(m^2+p_T^2)^m$ (cf. III.6.2.).

44 - Distribution en masse des paires d'électrons dans le lot d'électrons.

45 - Rapport du nombre de $\psi$ dont un seul électron est détecté au nombre de $\psi$ dont les deux électrons sont détectés, en fonction du $p_T$ de l'électron détecté de plus haut $p_T$.

46 - Rapport du nombre d'électrons détectés venant de $\psi$ au nombre total d'électrons détectés.

47 - Rapport e/$\pi$ dû aux photons de Drell-Yan selon la valeur asymptotique de $\langle p_T \rangle$ choisie (cf. III.6.3.).

48 - Somme des contributions au rapport e/$\pi$ : la zone hachurée représente la somme des contributions du $\psi$, $D\bar{D}$, $\rho$, $\omega$, $\varphi$, photons de Drell-Yan.

49 - Rapport e/$\pi$ dû à $B\bar{B} \rightarrow De\nu$ (cf. III.6.6.).

50 - Limites supérieures à la production de $B\bar{B}$.

51 - Diagramme décrivant la production de photons directs (voir III.6.7. p. 59).

52a- Distribution en $p_T$ des photons de Drell-Yan selon les formes $e^{-bp_T}$ (courbe en pointillé) et $1/(1+(p_T/p_o)^2)^6$ (courbe pleine)
b- e/$\pi$ correspondant.

53 - Diagramme faisant intervenir les gluons dans la production de paires de Drell-Yan (voir III.6.8. p. 61).

54a- $Ed^3\sigma/dp^3$ pour $M_{\mu\mu} = 8{,}4$ GeV/$c^2$ au FNAL et les évaluations de la QCD (d'après Berger [35]).
b- idem en convoluant la section efficace QCD par une gaussienne représentant la distribution en $p_T$ des partons à l'intérieur du nucléon.

55 - Dépendance de cette distribution avec l'exposant n de la fonction de structure des gluons ($g(x) = \frac{(n+1)}{2}(1-x)^n$).

*Manuscrit reçu le 29 septembre 1981*

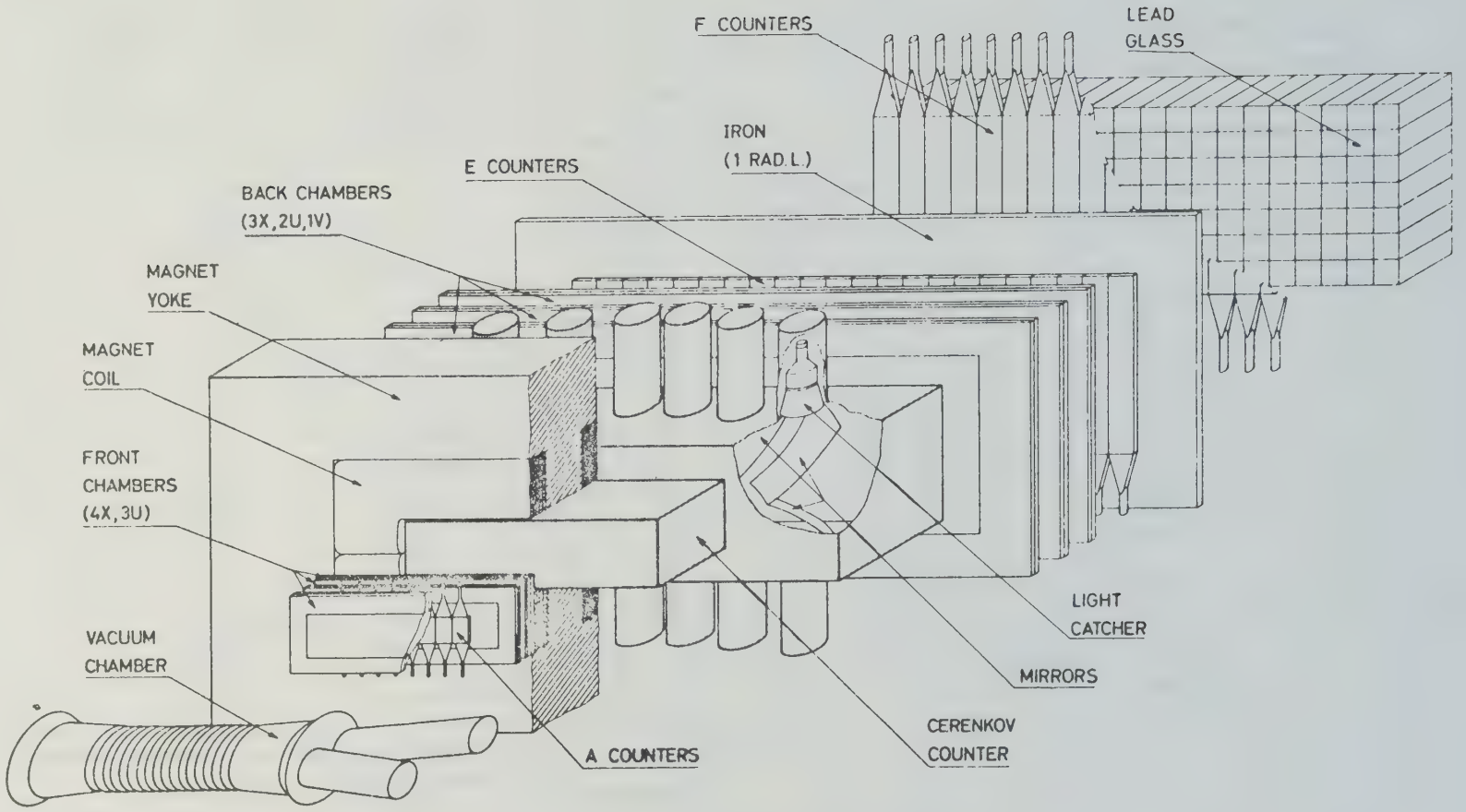

F COUNTERS
LEAD
GLASS
IRON
(1 RAD.L.)
E COUNTERS
BACK CHAMBERS
(3X,2U,1V)
MAGNET
YOKE
MAGNET
COIL
FRONT
CHAMBERS
(4X,3U)
VACUUM
CHAMBER
LIGHT
CATCHER
MIRRORS
CERENKOV
COUNTER
A COUNTERS

Fig. 1

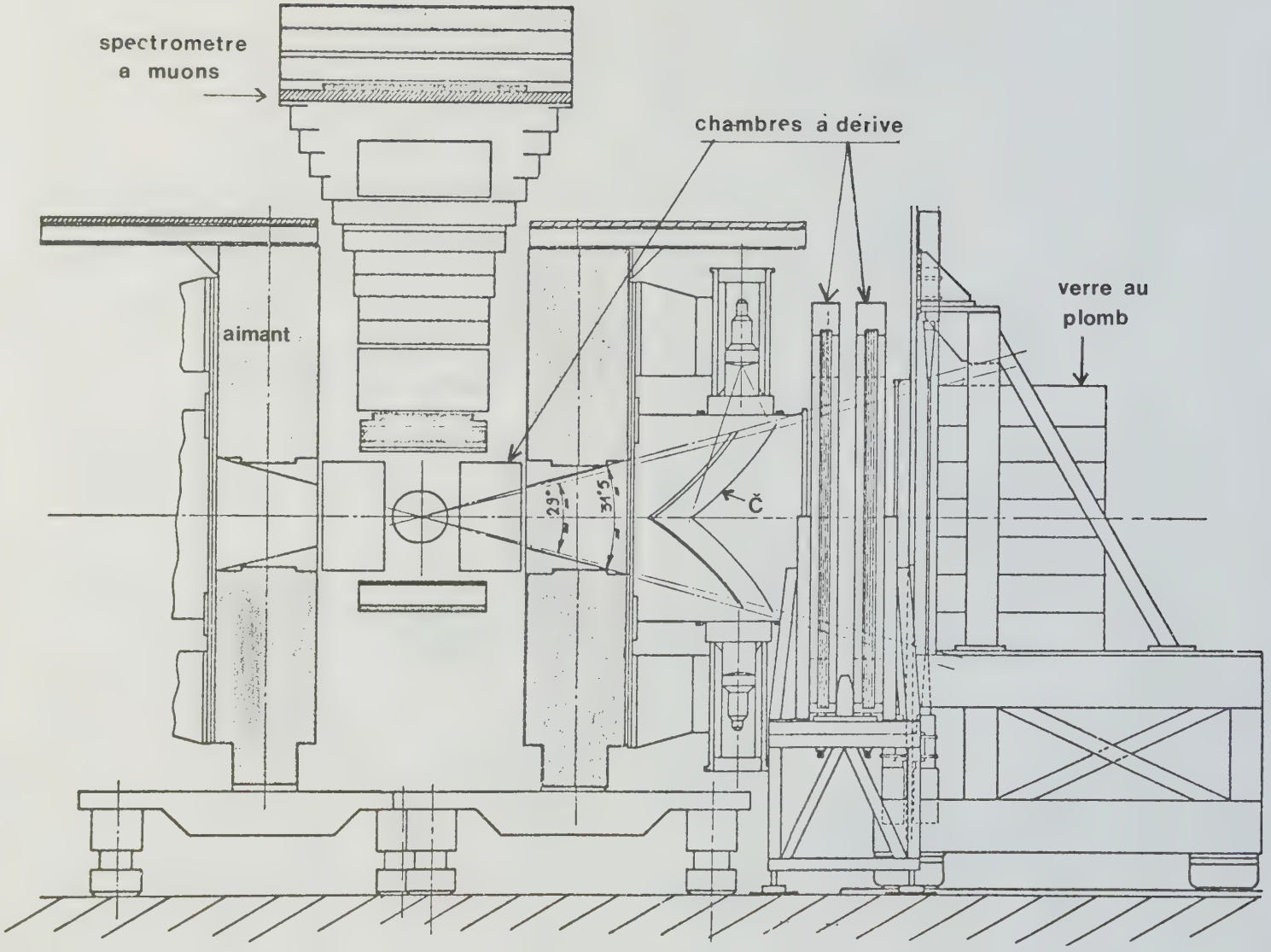
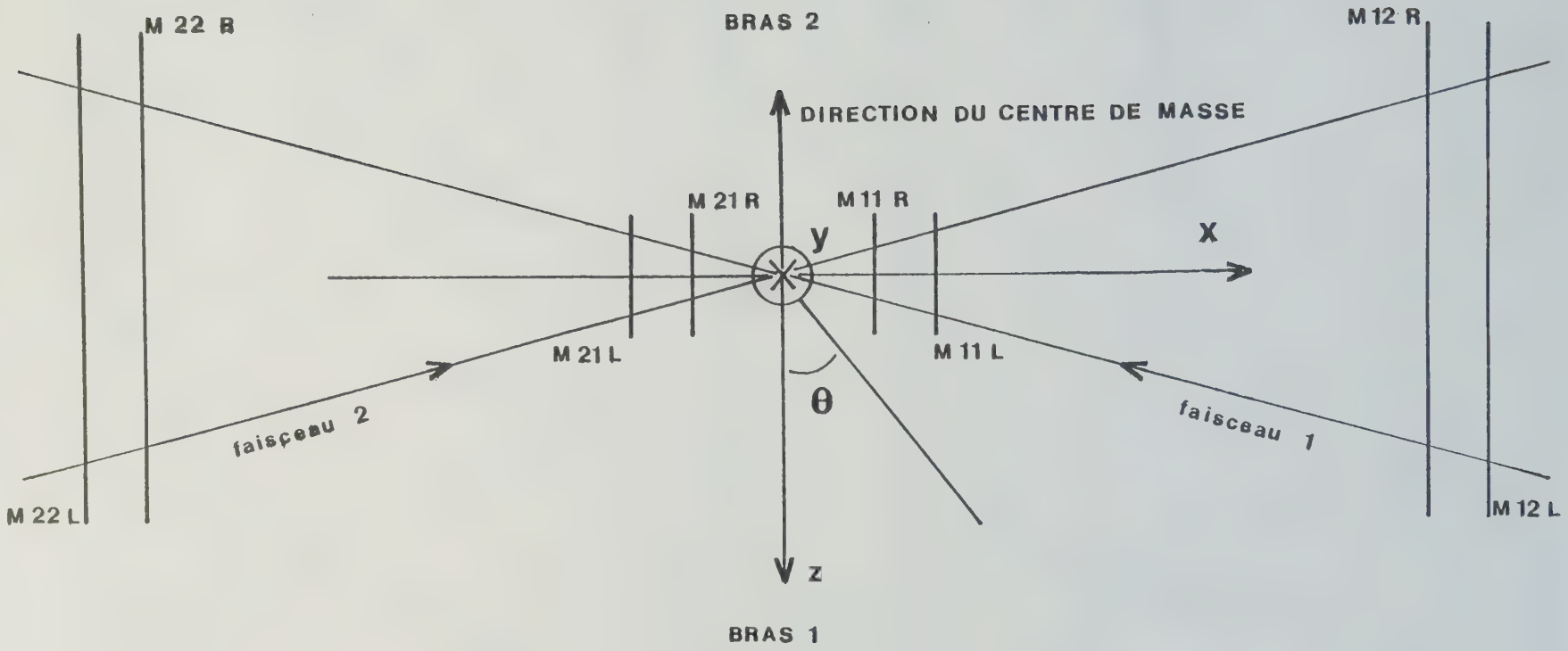
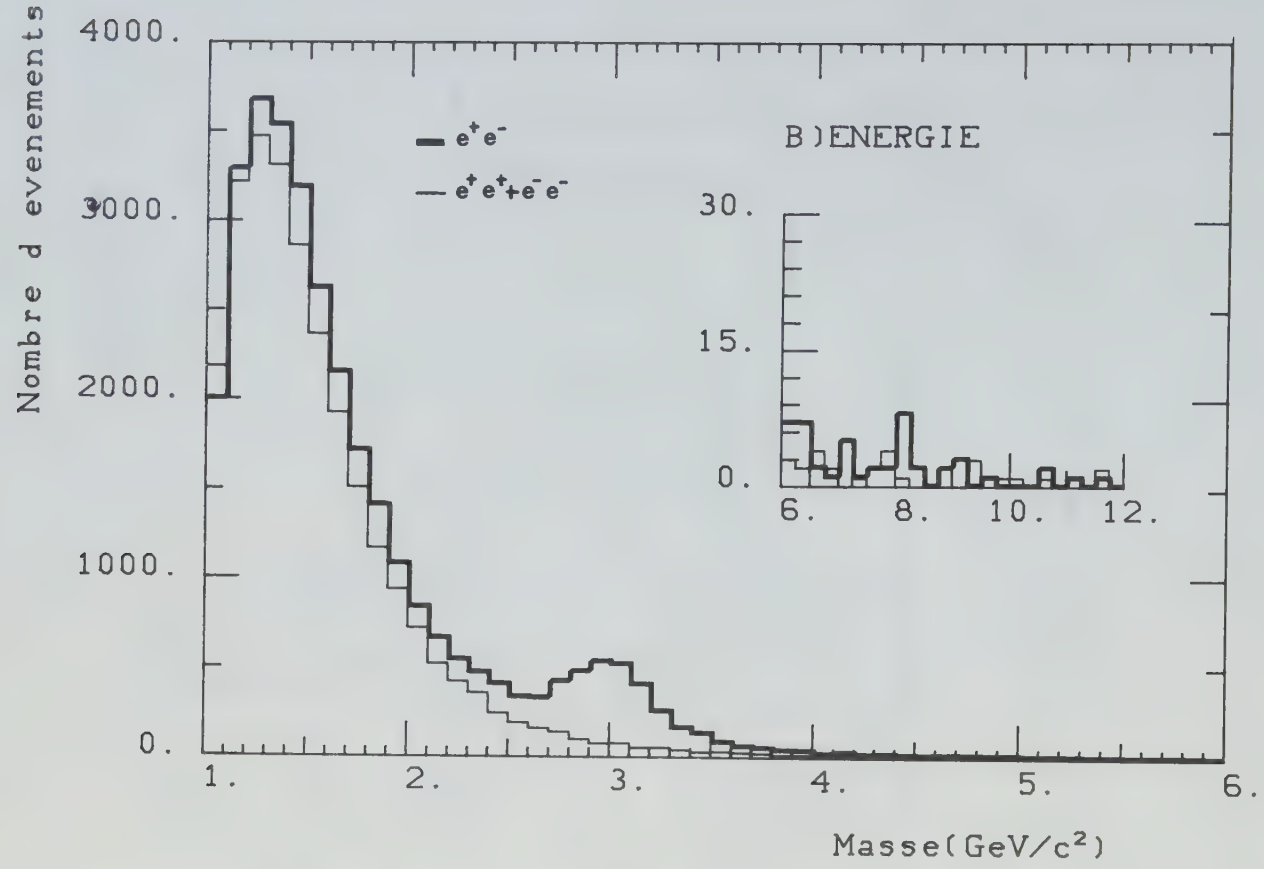

spectrometre
a muons
chambres à dérive
verre au
plomb
aimant
Č
29°
31'5

fig 2




DISPOSITIF DE MESURE DE LA LUMINOSITE

Fig.3


Nombre d evenements
4000.
3000.
2000.
1000.
0.
1.
2.
3.
4.
5.
6.
$e^+e^-$
$e^+e^+e^-e^-$
B)ENERGIE
30.
15.
0.
6.
8.
10.
12.
Masse(GeV/$c^2$)

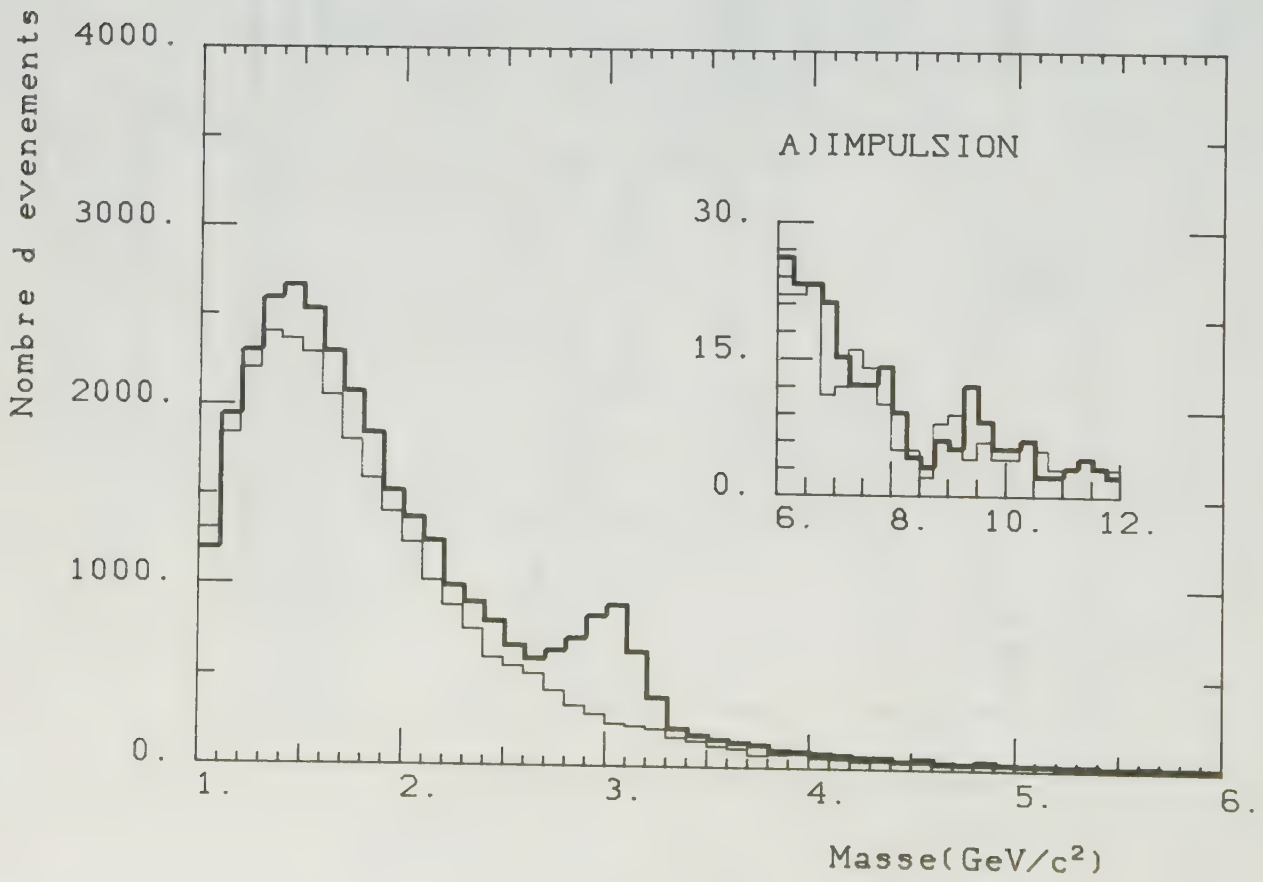
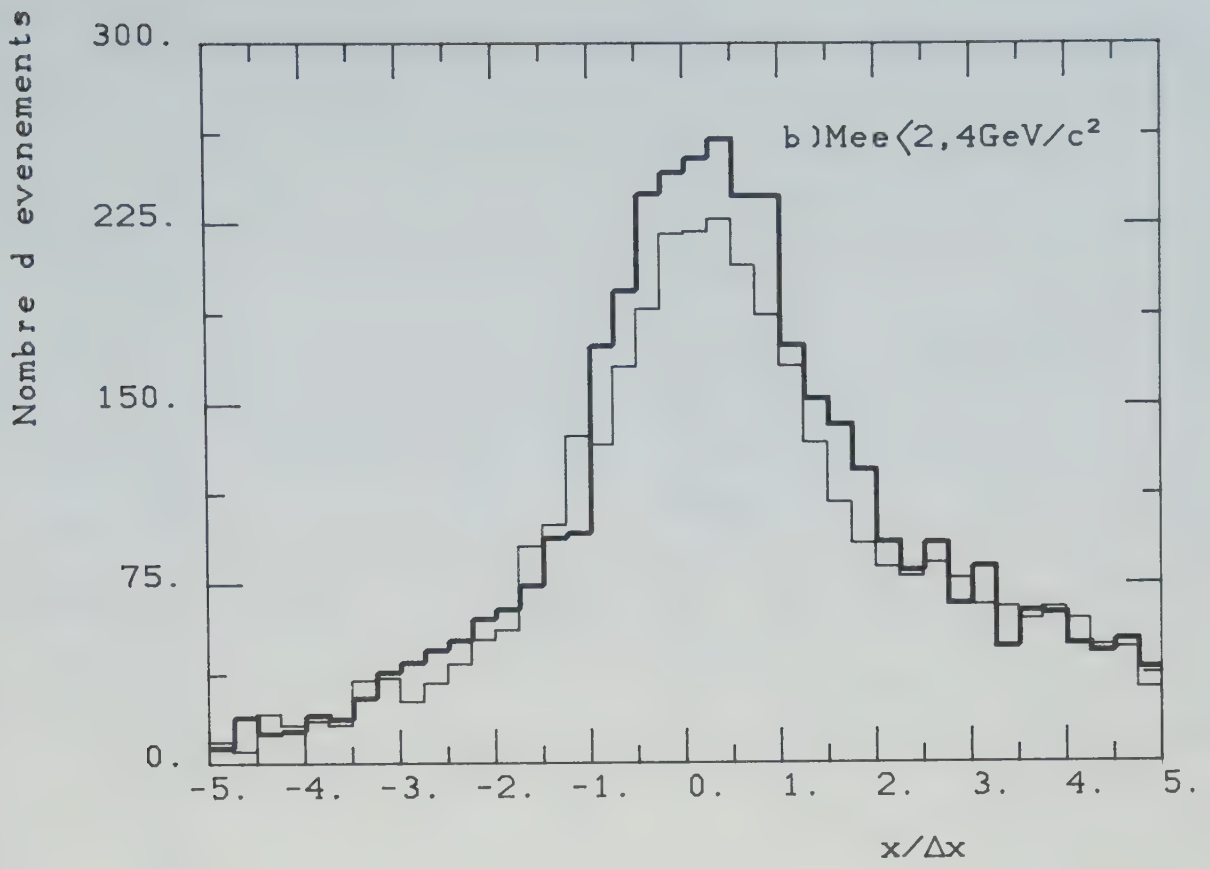

Nombre d evenements
4000.
3000.
2000.
1000.
0.
1.
2.
3.
4.
5.
6.
A)IMPULSION
30.
15.
0.
6.
8.
10.
12.
Masse(GeV/$c^2$)

FIGURE 4


Nombre d evenements
300.
225.
150.
75.
0.
b )Mee⟨2,4GeV/c²
-5. -4. -3. -2. -1. 0. 1. 2. 3. 4. 5.
x/Δx

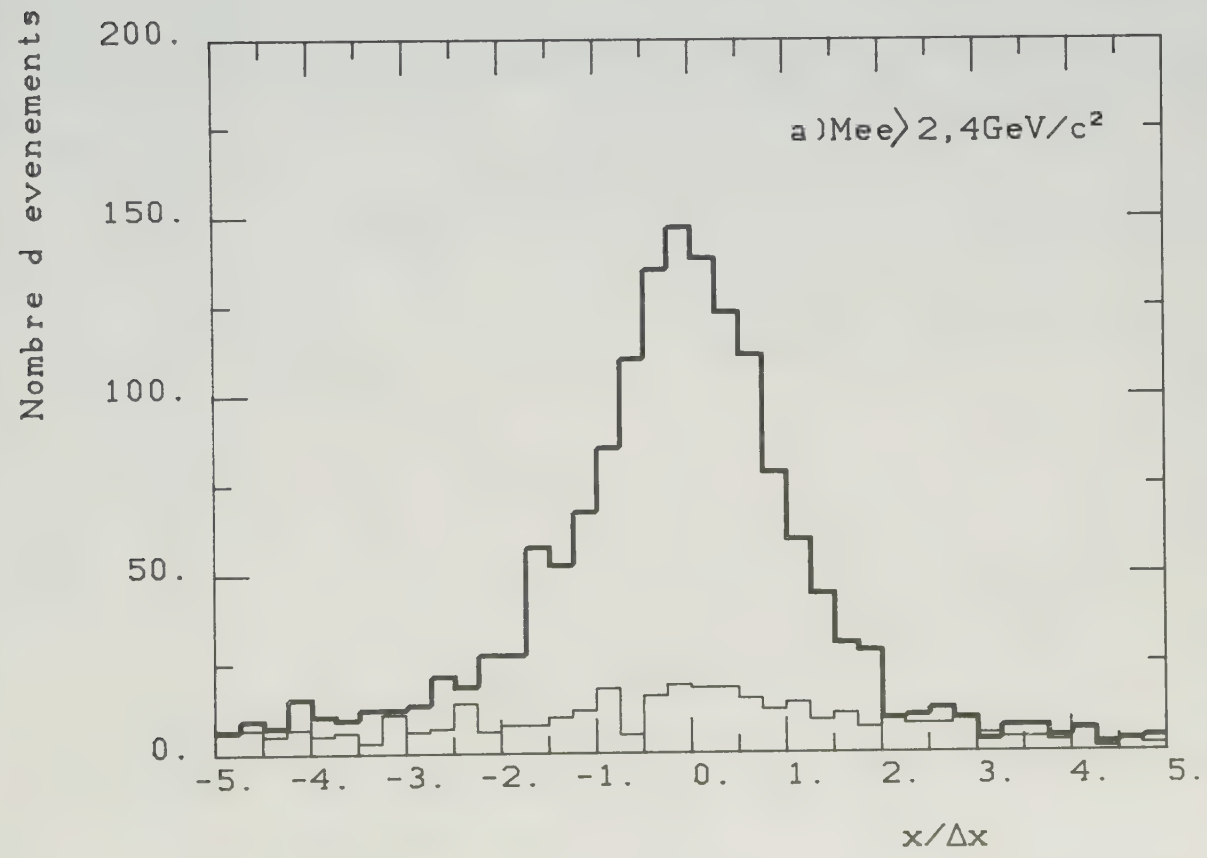

Nombre d evenements
200.
150.
100.
50.
0.
a )Mee⟩2,4GeV/c²
-5. -4. -3. -2. -1. 0. 1. 2. 3. 4. 5.
x/Δx

FIGURE 5

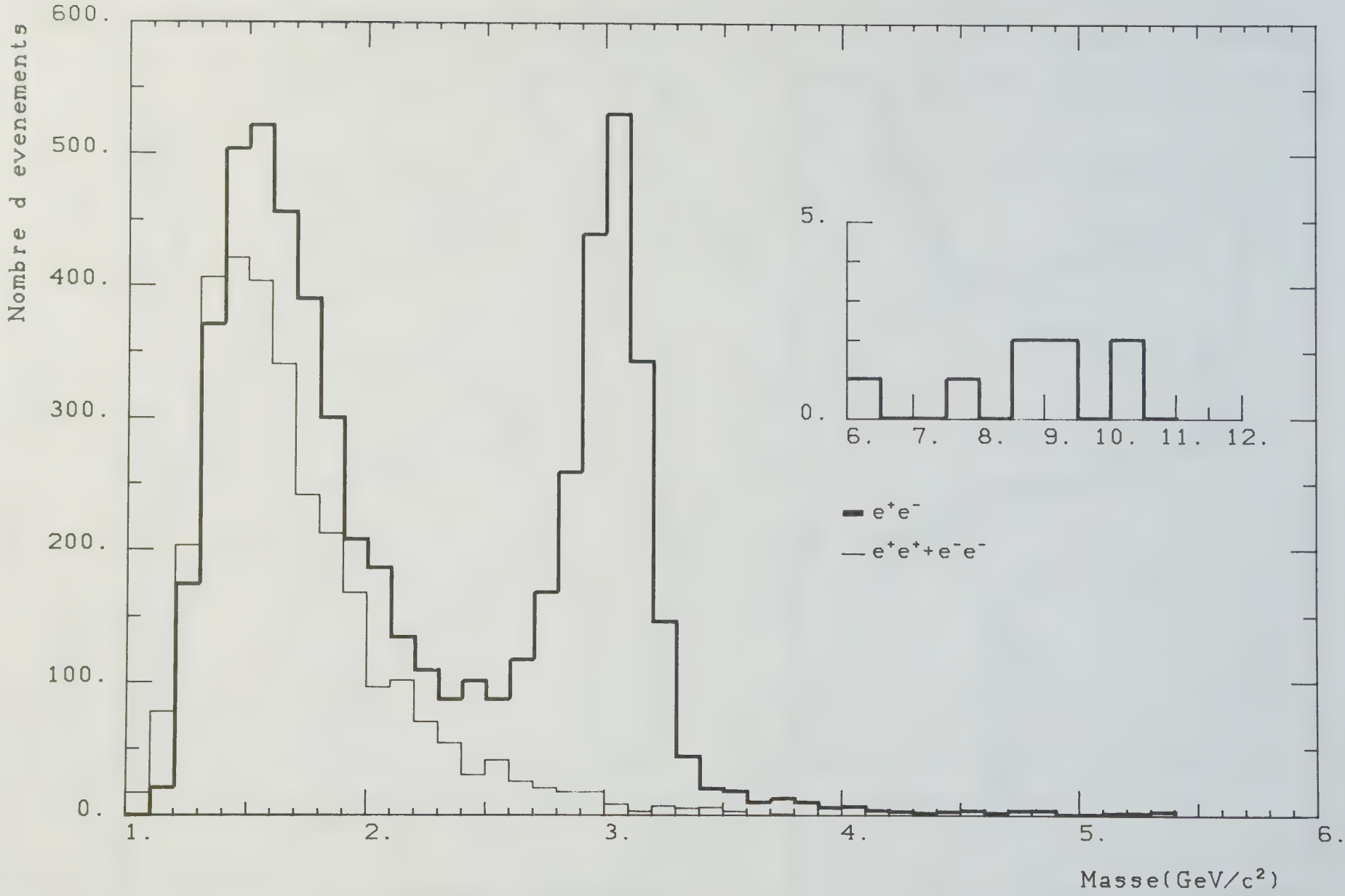
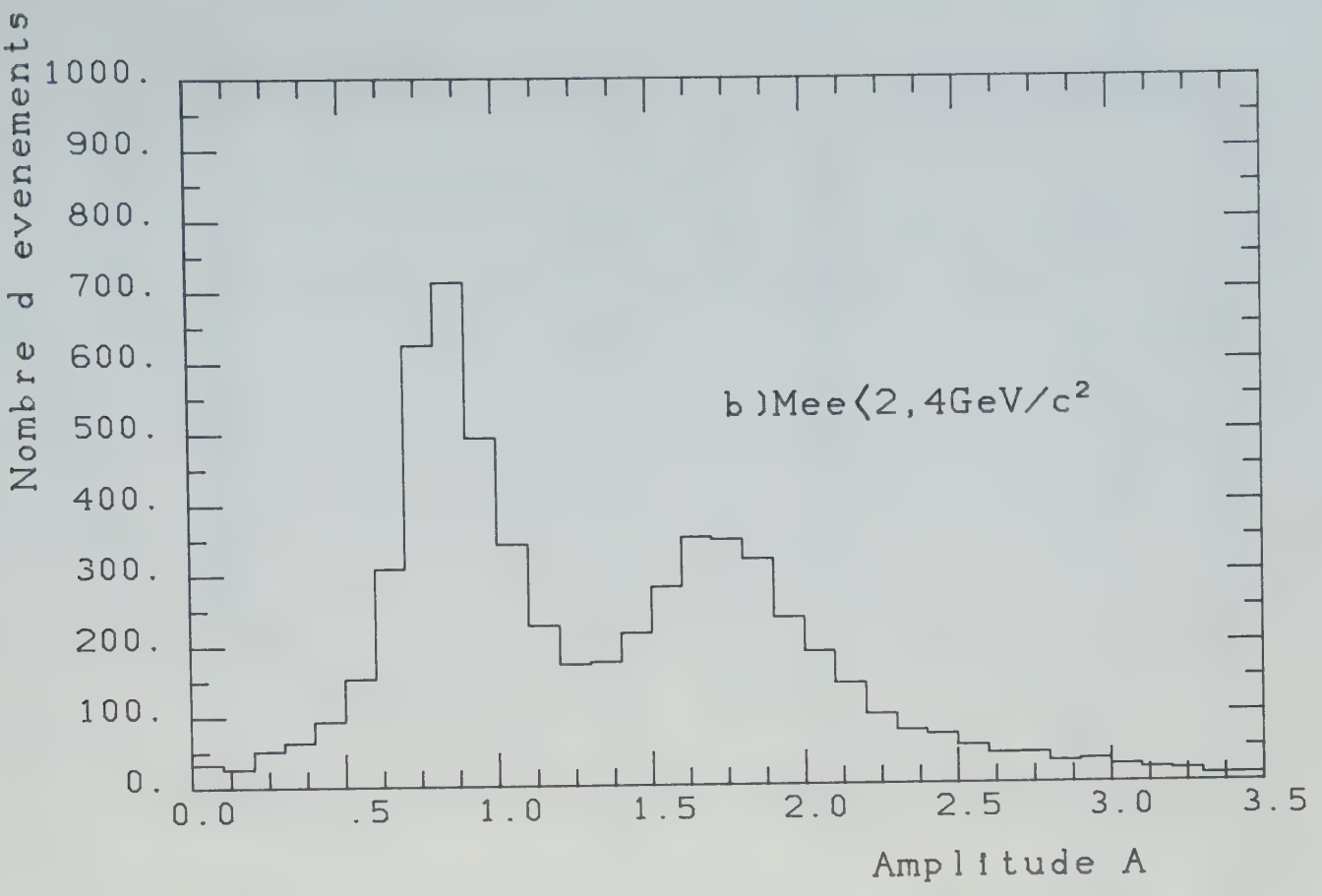

Nombre d evenements
600.
500.
400.
300.
200.
100.
0.
1.
2.
3.
4.
5.
6.
Masse(GeV/c²)
5.
0.
6.
7.
8.
9.
10.
11.
12.
e⁺e⁻
e⁺e⁺+e⁻e⁻

FIGURE 6


Nombre d evenements
1000.
900.
800.
700.
600.
500.
400.
300.
200.
100.
0.
b )Mee<2,4GeV/c²
0.0
.5
1.0
1.5
2.0
2.5
3.0
3.5
Amplitude A

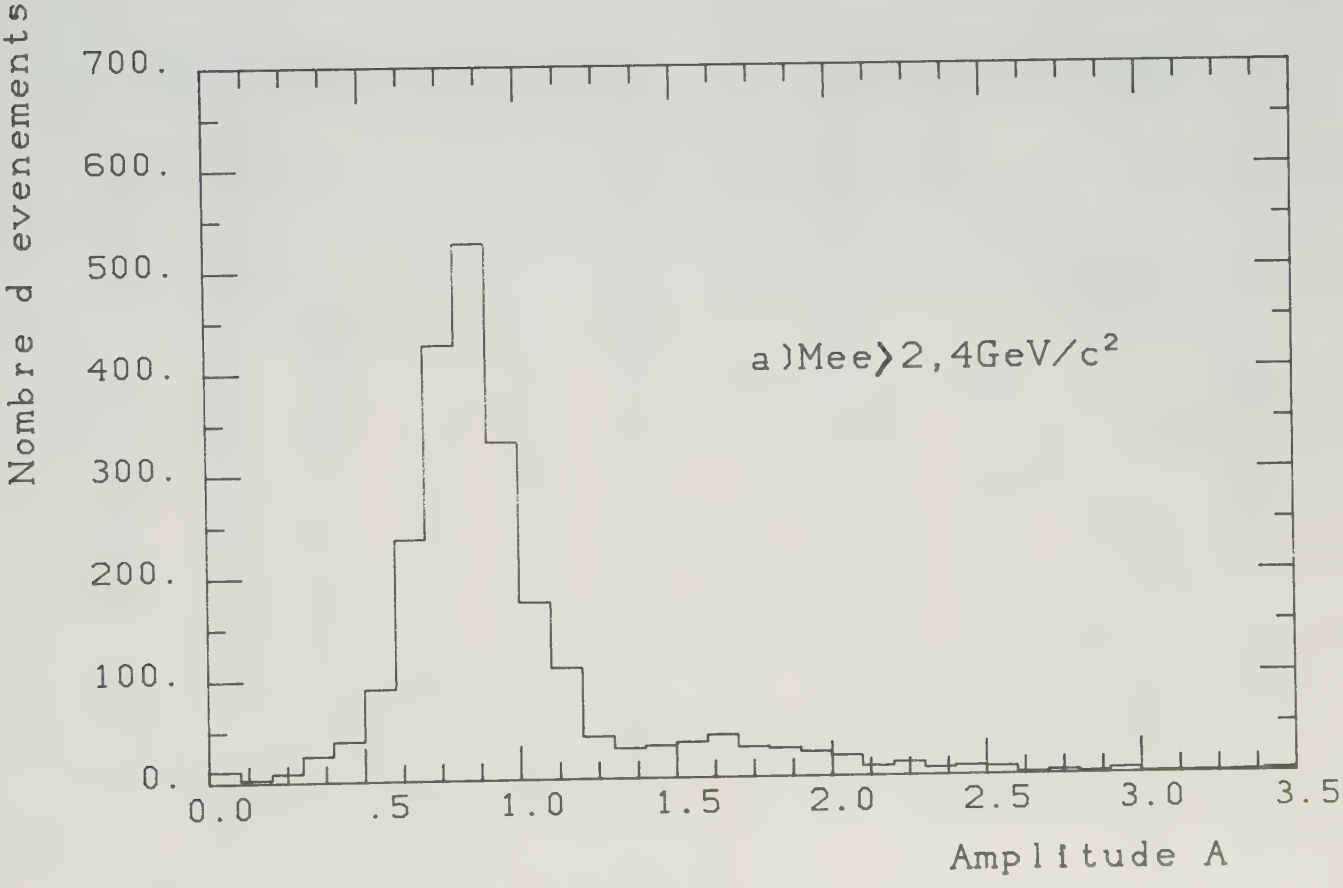

Nombre d evenements
700.
600.
500.
400.
300.
200.
100.
0.
a )Mee>2,4GeV/c²
0.0
.5
1.0
1.5
2.0
2.5
3.0
3.5
Amplitude A

FIGURE 7

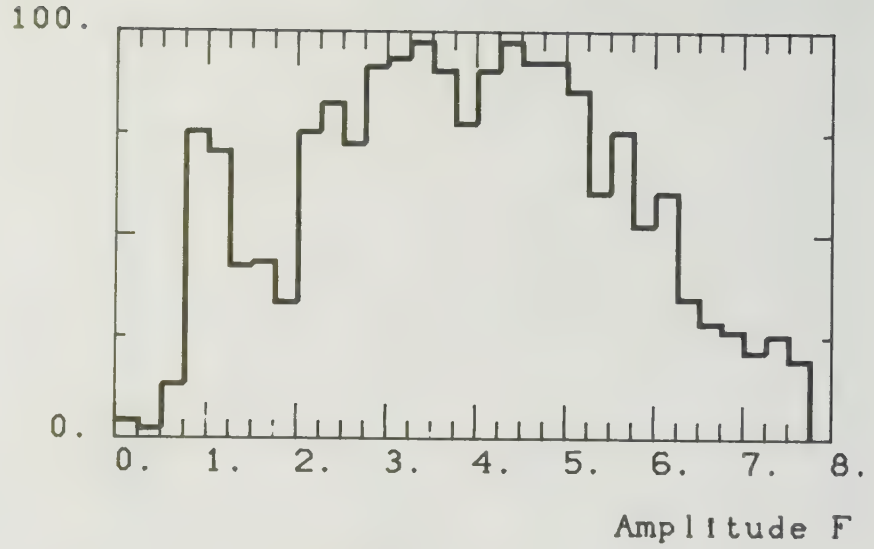



FIGURE 8

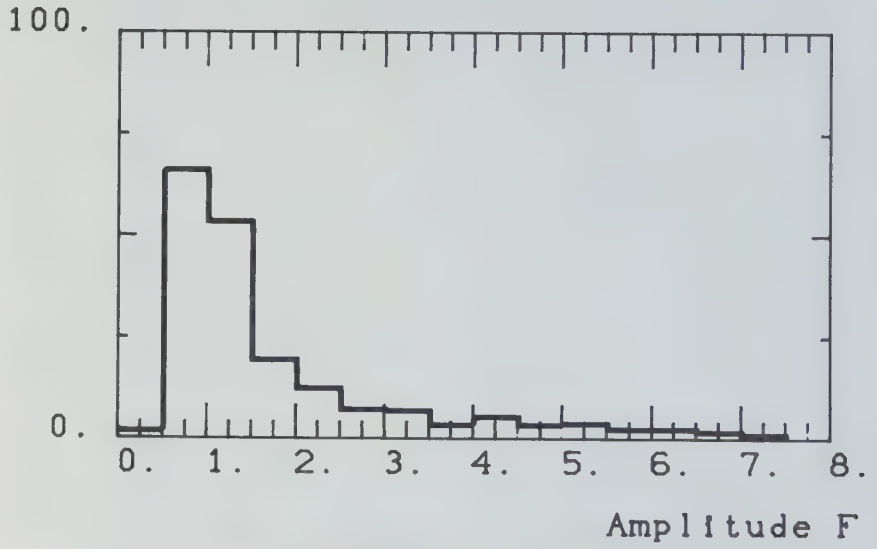



FIGURE 9

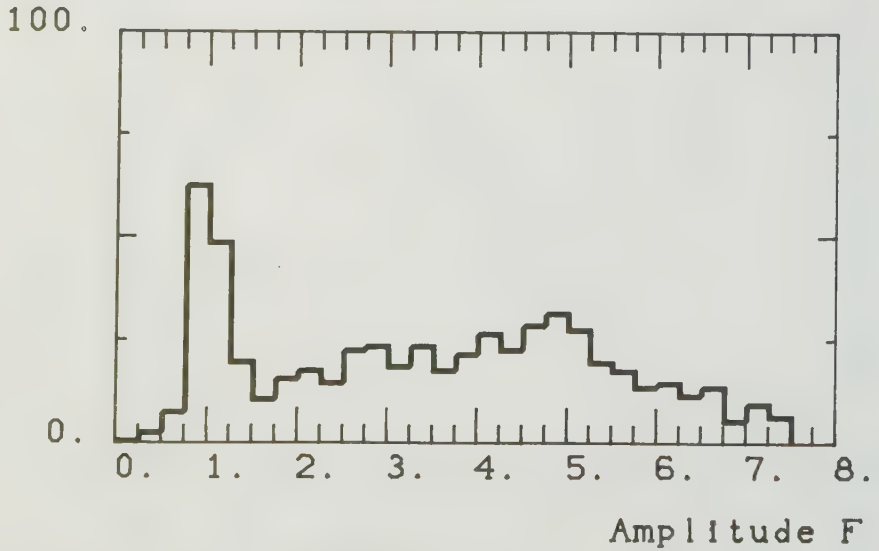



FIGURE 10a

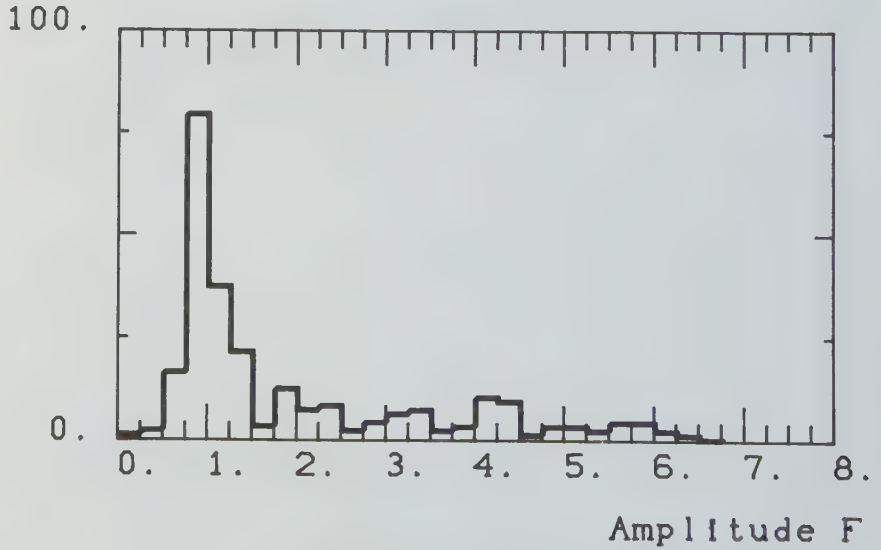



FIGURE 10b

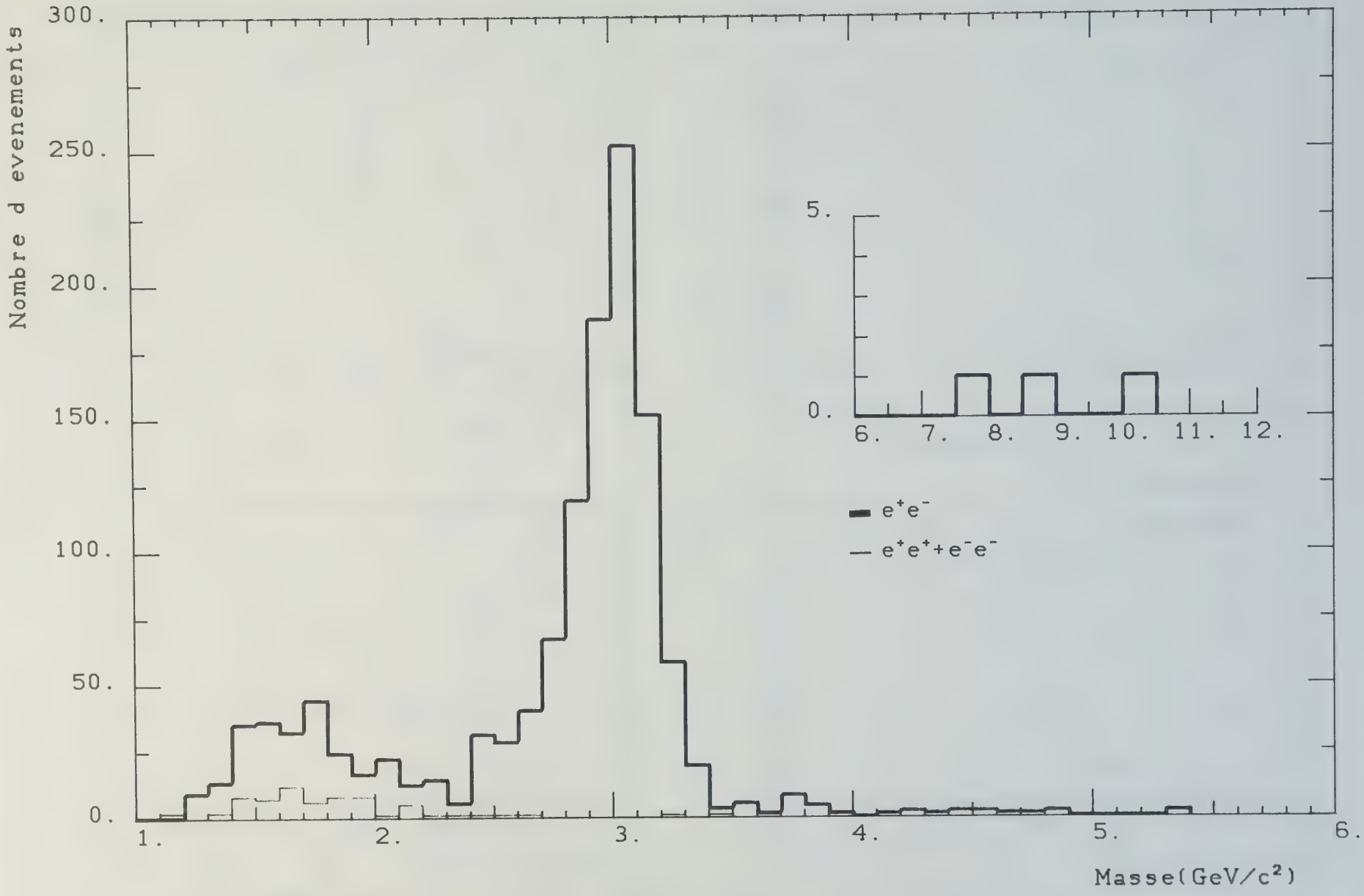

Nombre d evenements
300.
250.
200.
150.
100.
50.
0.
1.
2.
3.
4.
5.
6.
Masse(GeV/c²)
5.
0.
6.
7.
8.
9.
10.
11.
12.
e⁺e⁻
e⁺e⁺+e⁻e⁻

FIGURE 11

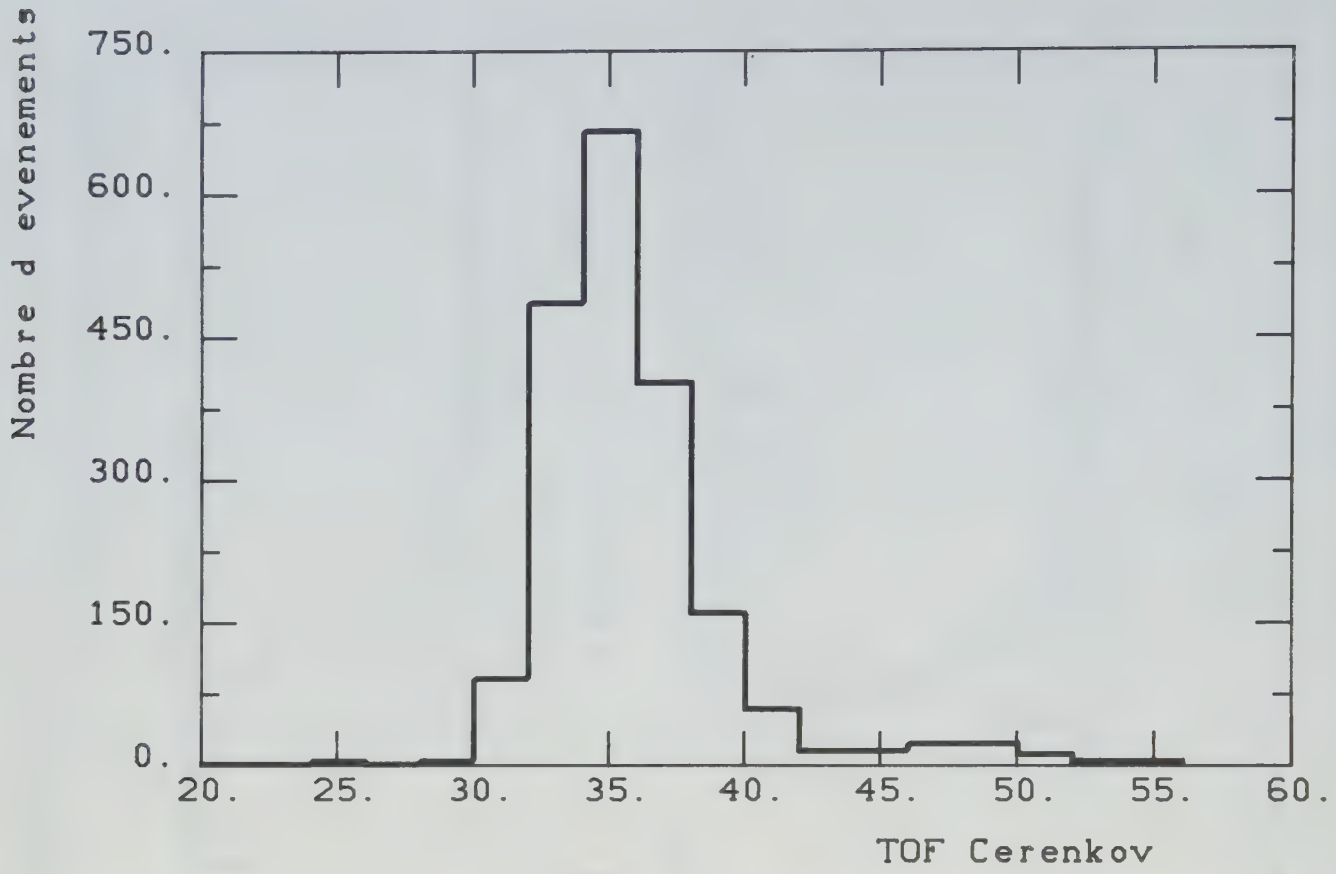



FIGURE 13

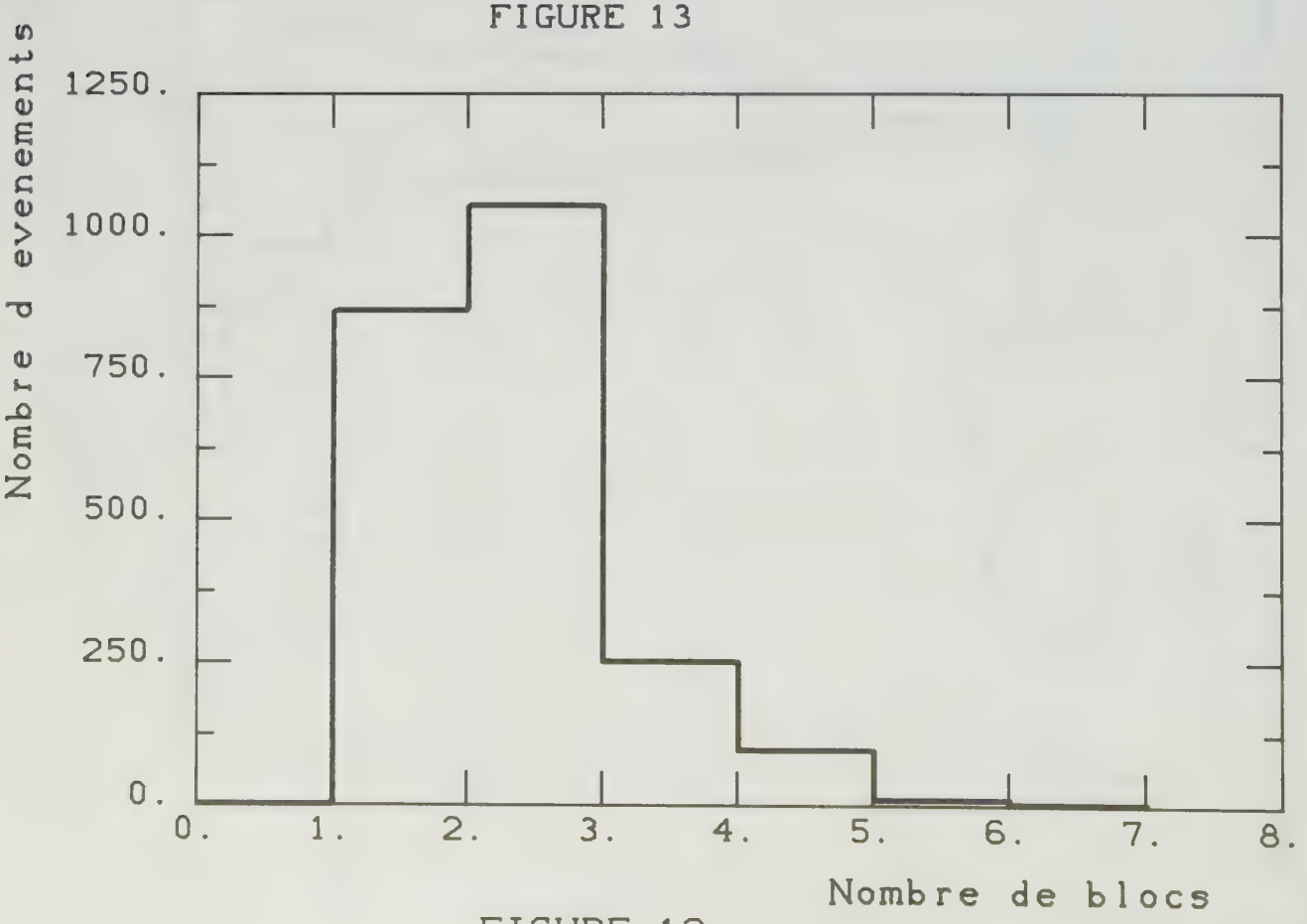



FIGURE 12

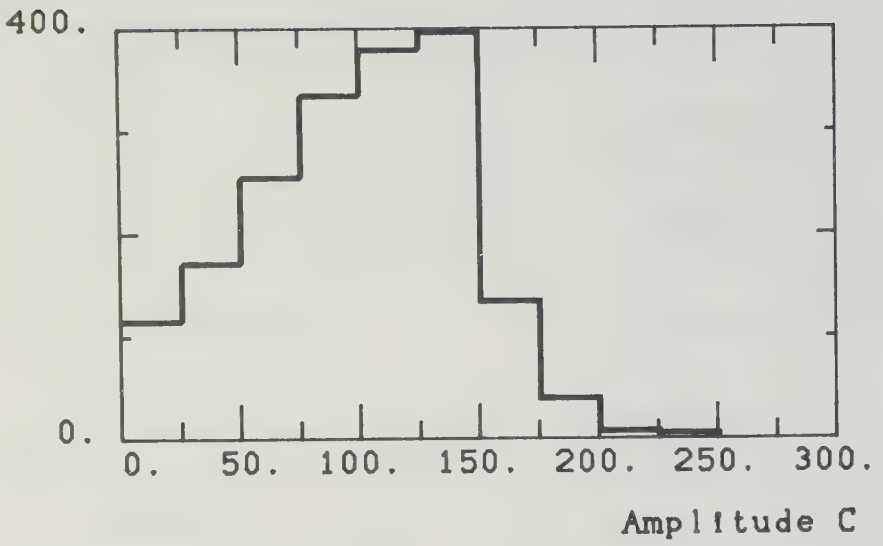



FIGURE 15

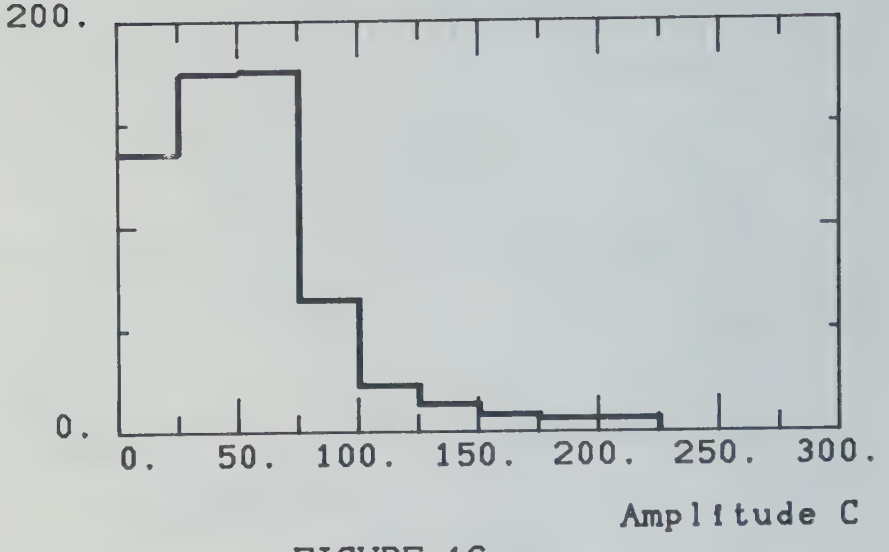



FIGURE 16

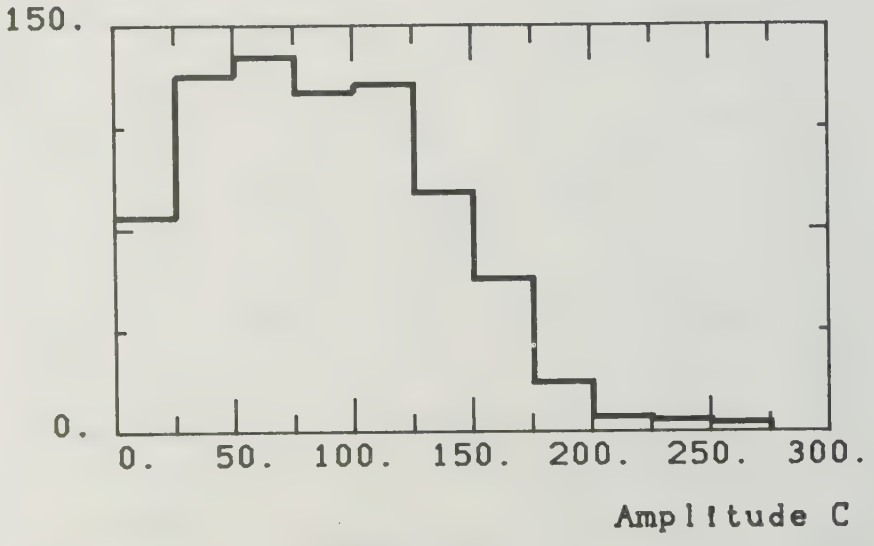



FIGURE 17a

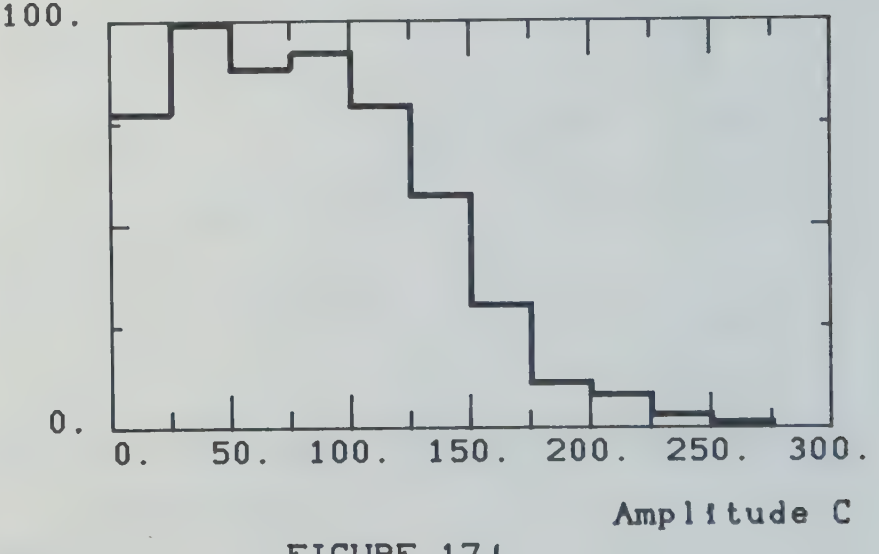
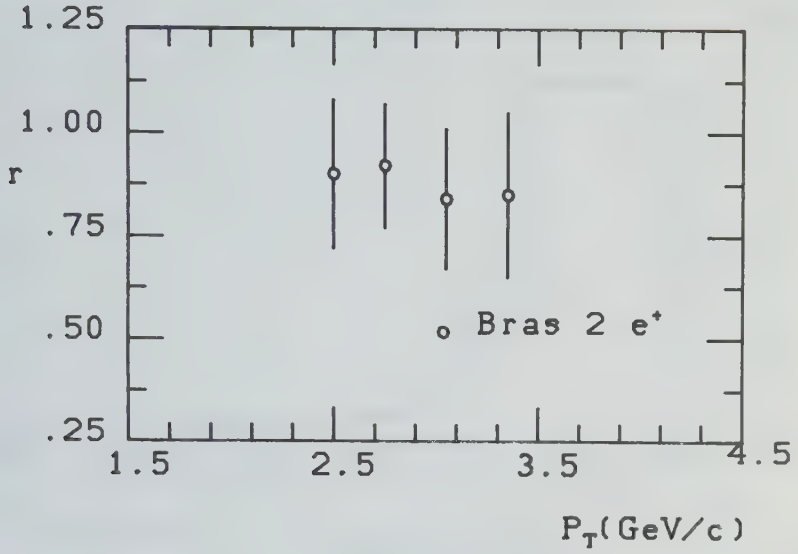
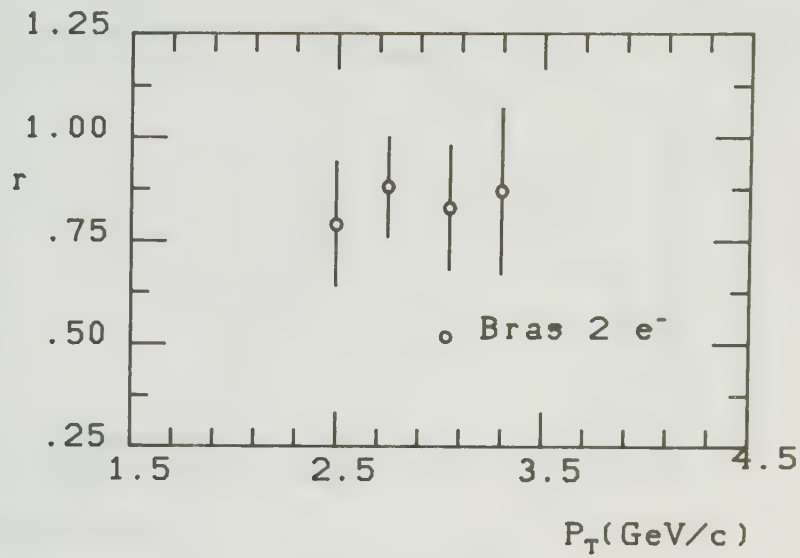
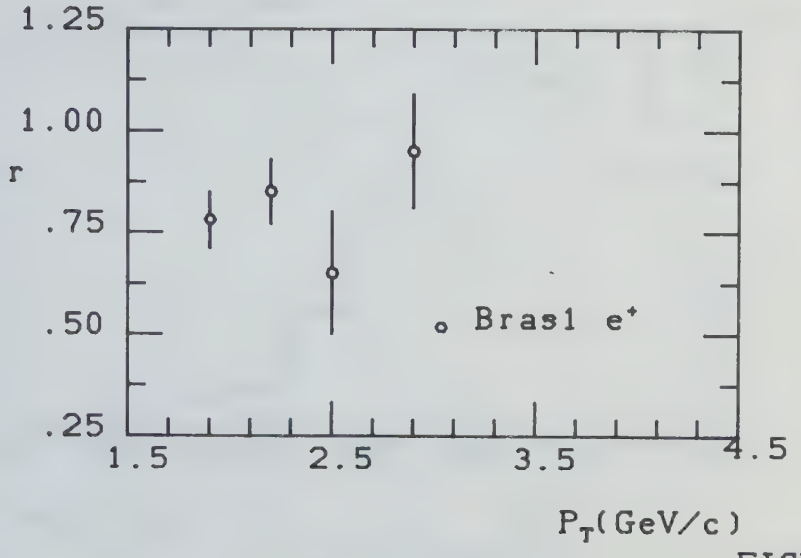



FIGURE 17b


1.25
1.00
r
.75
.50
.25
o Bras 2 e+
1.5
2.5
3.5
4.5
PT(GeV/c)


1.25
1.00
r
.75
.50
.25
o Bras 2 e-
1.5
2.5
3.5
4.5
PT(GeV/c)


1.25
1.00
r
.75
.50
.25
o Bras1 e+
1.5
2.5
3.5
4.5
PT(GeV/c)

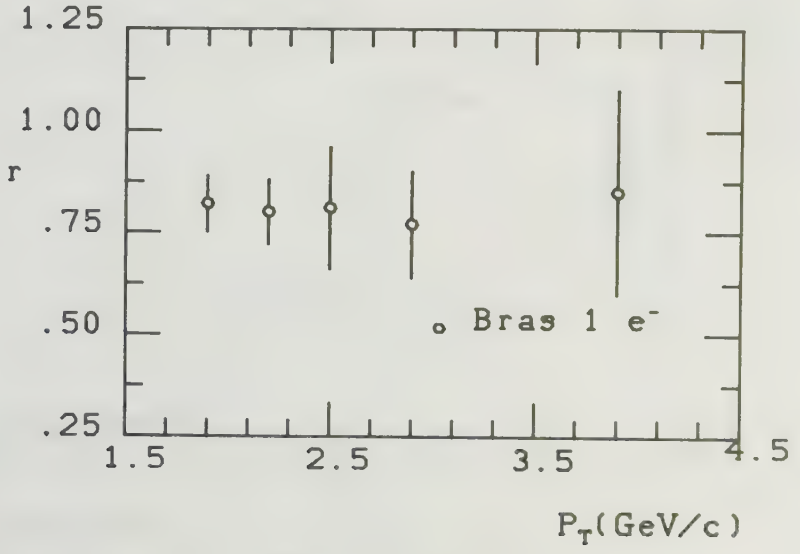

1.25
1.00
r
.75
.50
.25
o Bras 1 e-
1.5
2.5
3.5
4.5
PT(GeV/c)

FIGURE 18

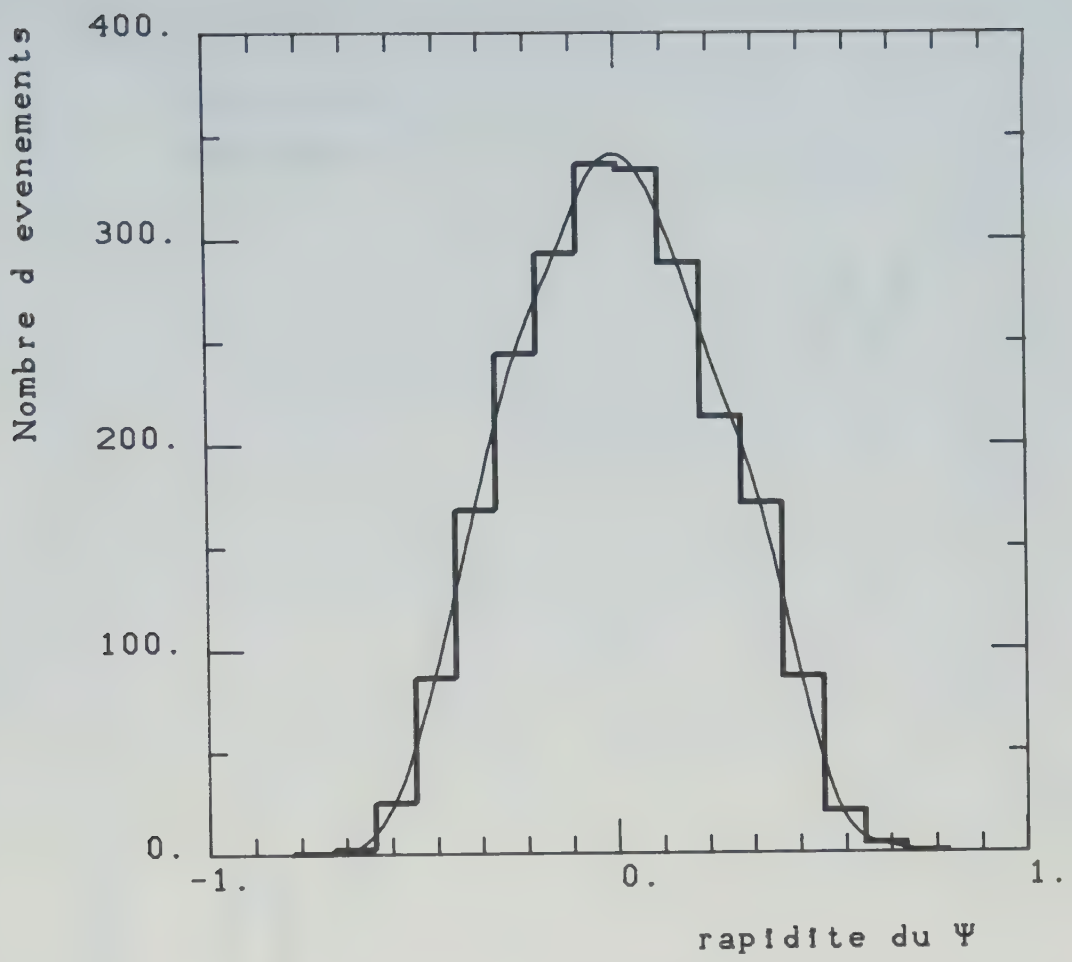



FIGURE 19

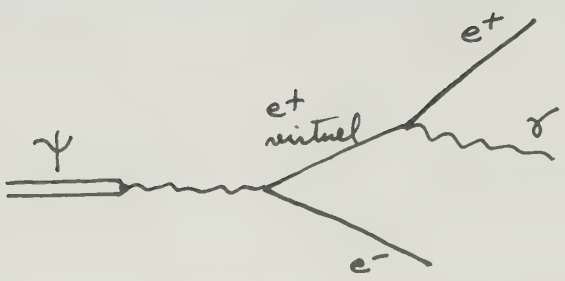



FIGURE 20

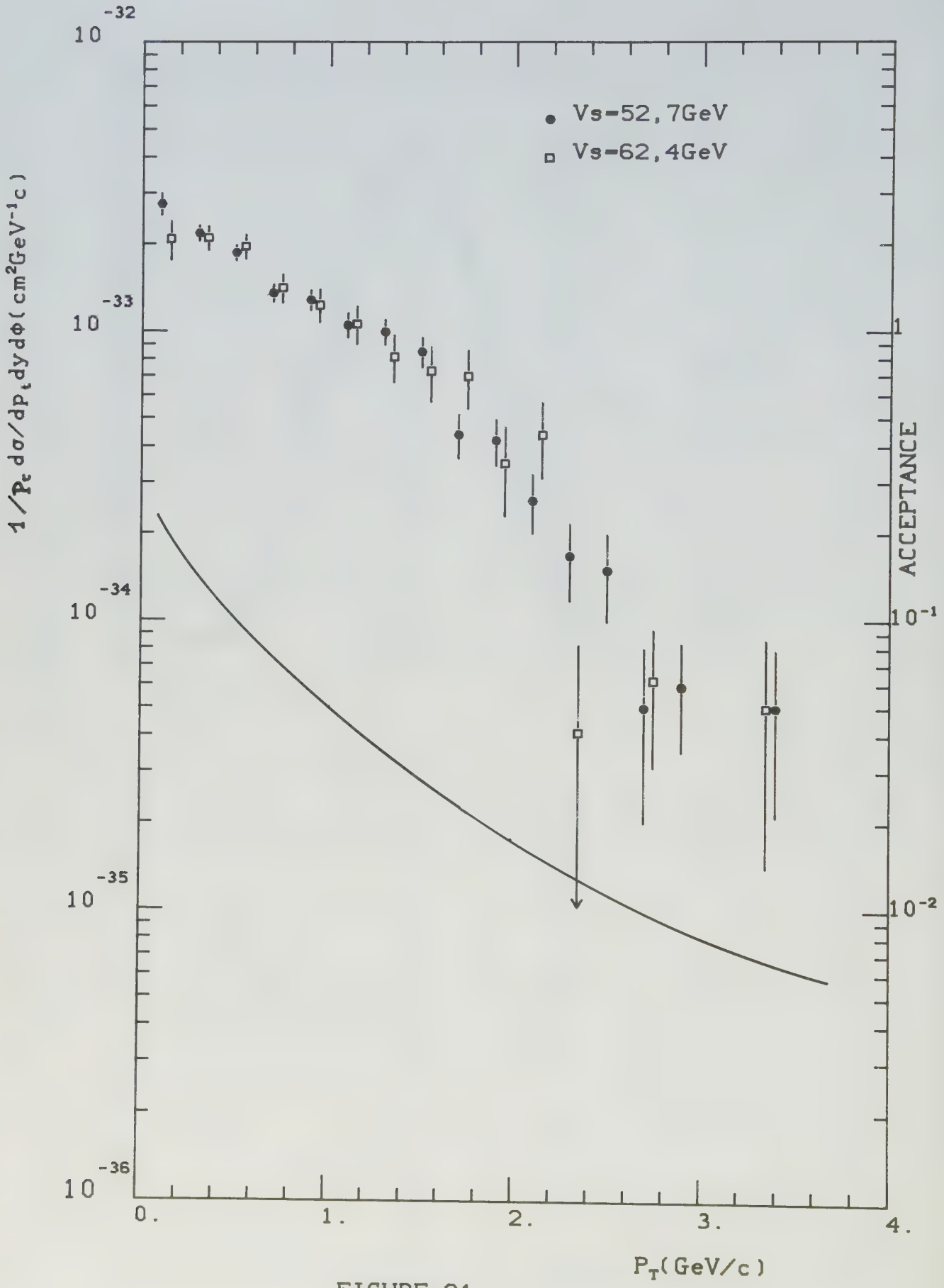

Vs=52,7GeV
Vs=62,4GeV
$1/P_t\, d\sigma/dp_t dy d\phi\,(cm^2 GeV^{-1} c)$
ACCEPTANCE
$P_T$(GeV/c)
$10^{-32}$
$10^{-33}$
$10^{-34}$
$10^{-35}$
$10^{-36}$
1
$10^{-1}$
$10^{-2}$
0.
1.
2.
3.
4.

FIGURE 21

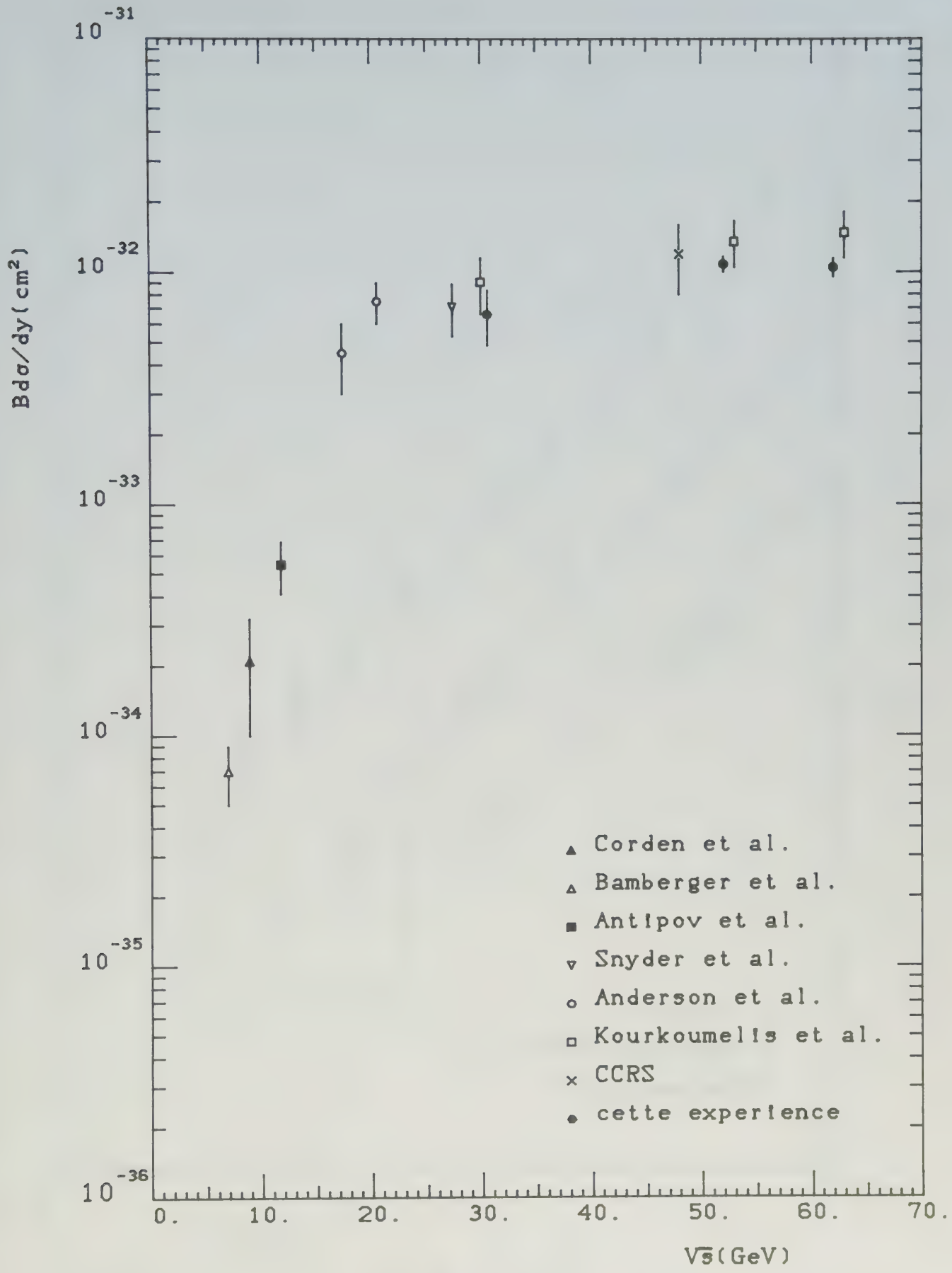

$10^{-31}$
$10^{-32}$
$10^{-33}$
$10^{-34}$
$10^{-35}$
$10^{-36}$
$Bd\sigma/dy(cm^2)$
0.
10.
20.
30.
40.
50.
60.
70.
$\sqrt{s}$(GeV)
Corden et al.
Bamberger et al.
Antipov et al.
Snyder et al.
Anderson et al.
Kourkoumelis et al.
CCRS
cette experience

FIGURE 22

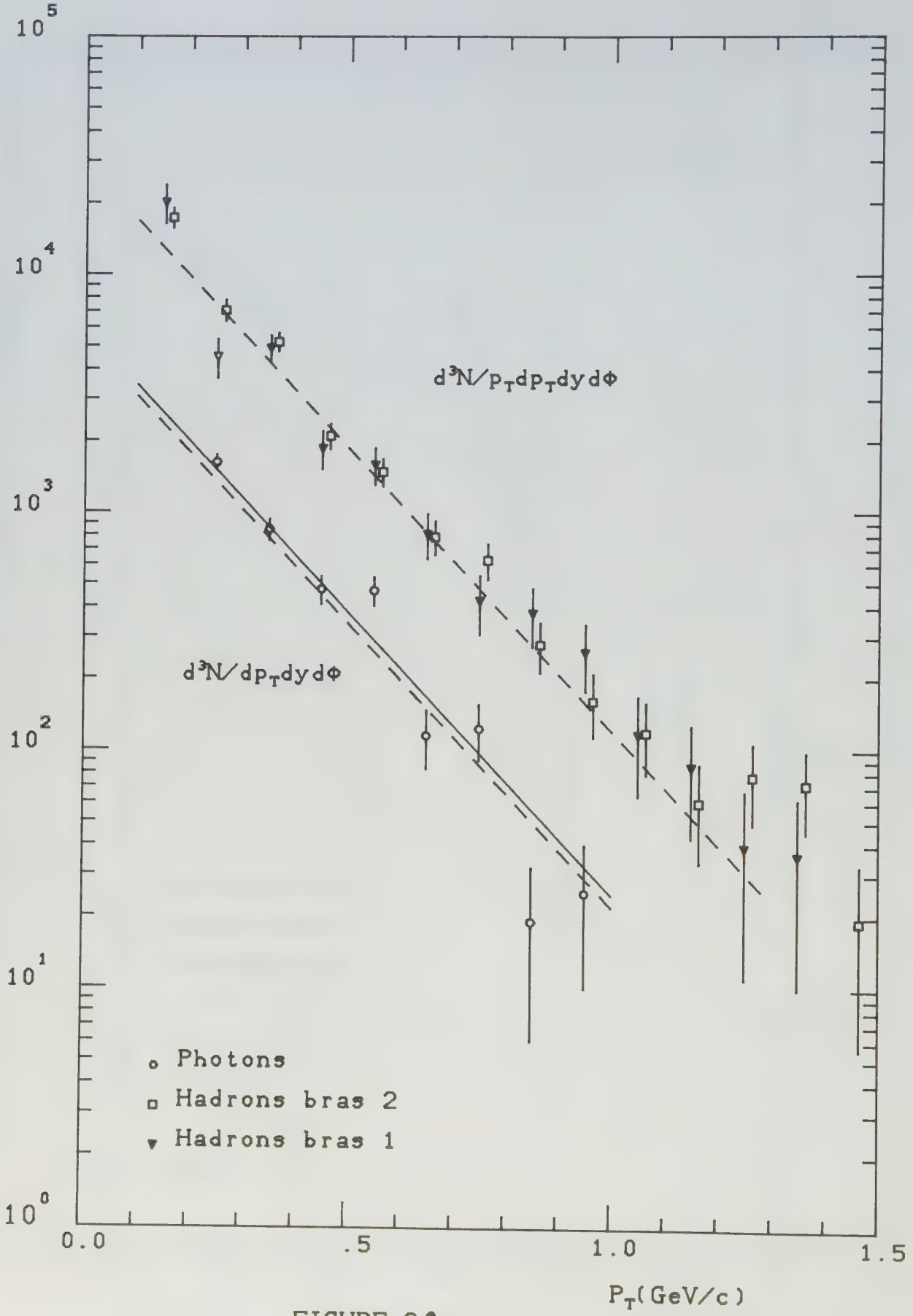

$10^5$
$10^4$
$10^3$
$10^2$
$10^1$
$10^0$
$d^3N/p_T dp_T dy d\Phi$
$d^3N/dp_T dy d\Phi$
Photons
Hadrons bras 2
Hadrons bras 1
0.0
.5
1.0
1.5
$P_T$(GeV/c)

FIGURE 23

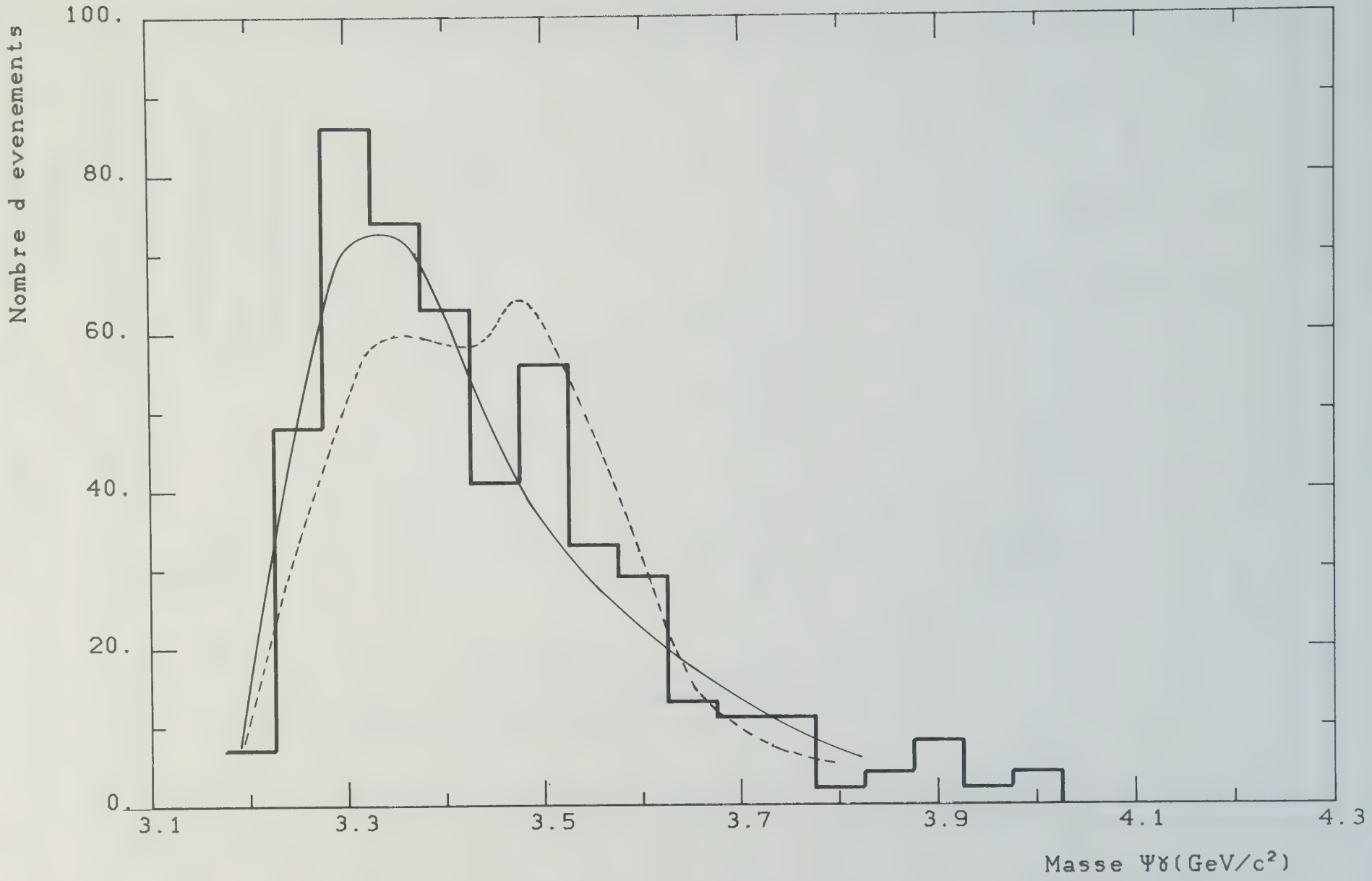

Nombre d evenements
100.
80.
60.
40.
20.
0.
3.1
3.3
3.5
3.7
3.9
4.1
4.3
Masse Ψγ(GeV/c²)

FIGURE 24

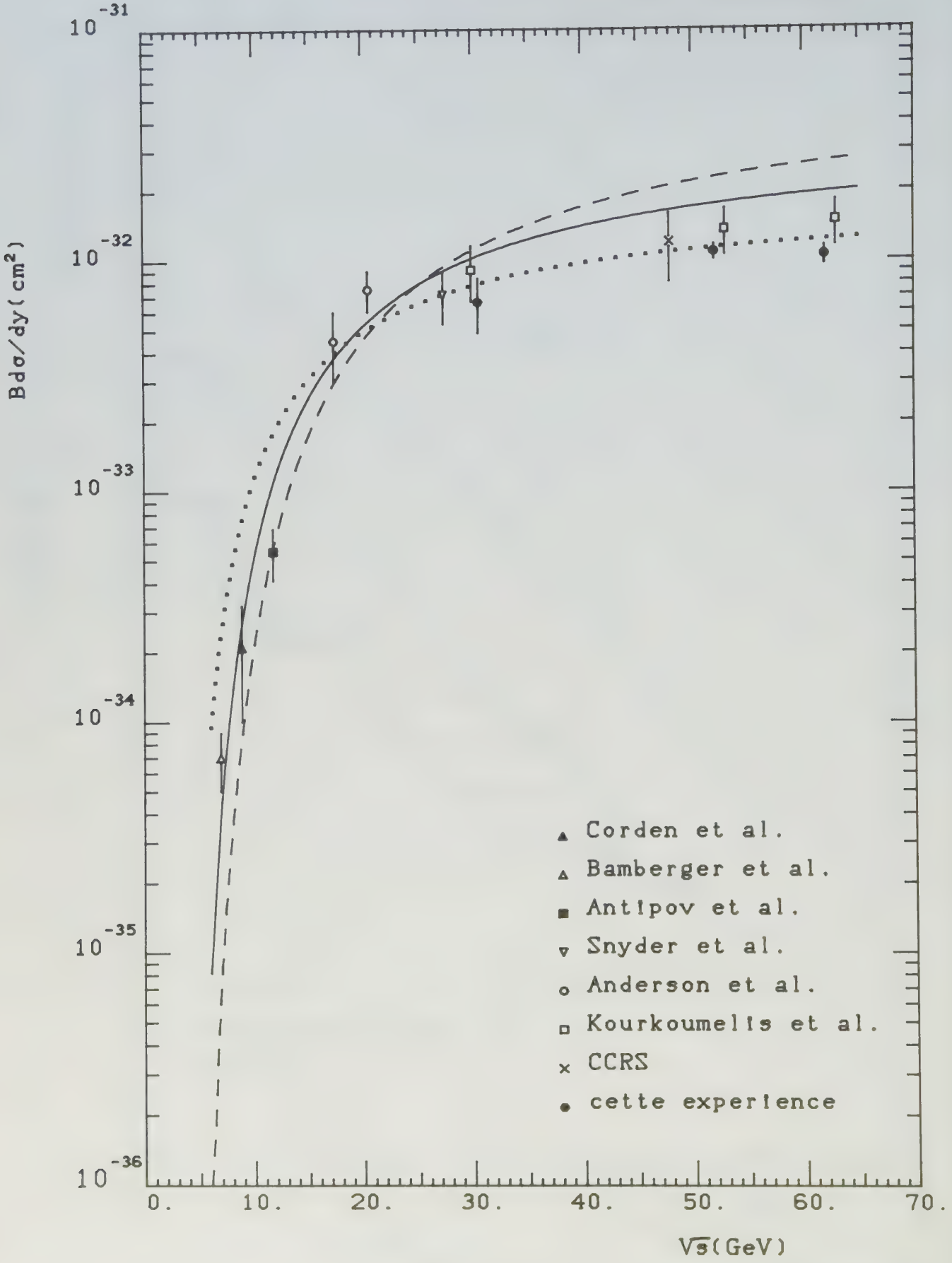

$10^{-31}$
$10^{-32}$
$10^{-33}$
$10^{-34}$
$10^{-35}$
$10^{-36}$
$Bd\sigma/dy(cm^2)$
0.
10.
20.
30.
40.
50.
60.
70.
$\sqrt{s}$(GeV)
Corden et al.
Bamberger et al.
Antipov et al.
Snyder et al.
Anderson et al.
Kourkoumelis et al.
CCRS
cette experience

FIGURE 30

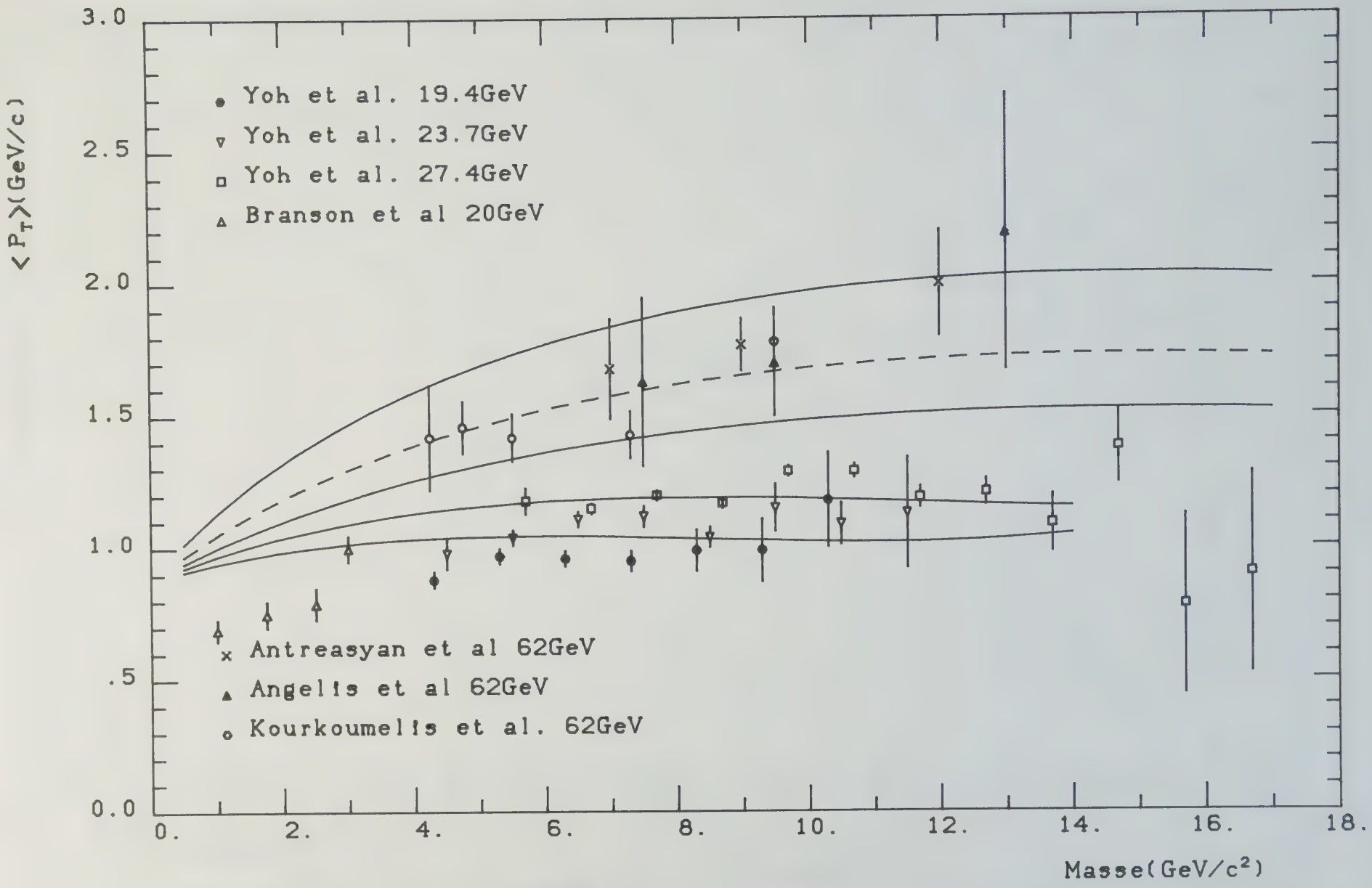

3.0
2.5
2.0
1.5
1.0
.5
0.0
$<P_T>$(GeV/c)
Yoh et al. 19.4GeV
Yoh et al. 23.7GeV
Yoh et al. 27.4GeV
Branson et al 20GeV
Antreasyan et al 62GeV
Angelis et al 62GeV
Kourkoumelis et al. 62GeV
0.
2.
4.
6.
8.
10.
12.
14.
16.
18.
Masse(GeV/$c^2$)

FIGURE 31

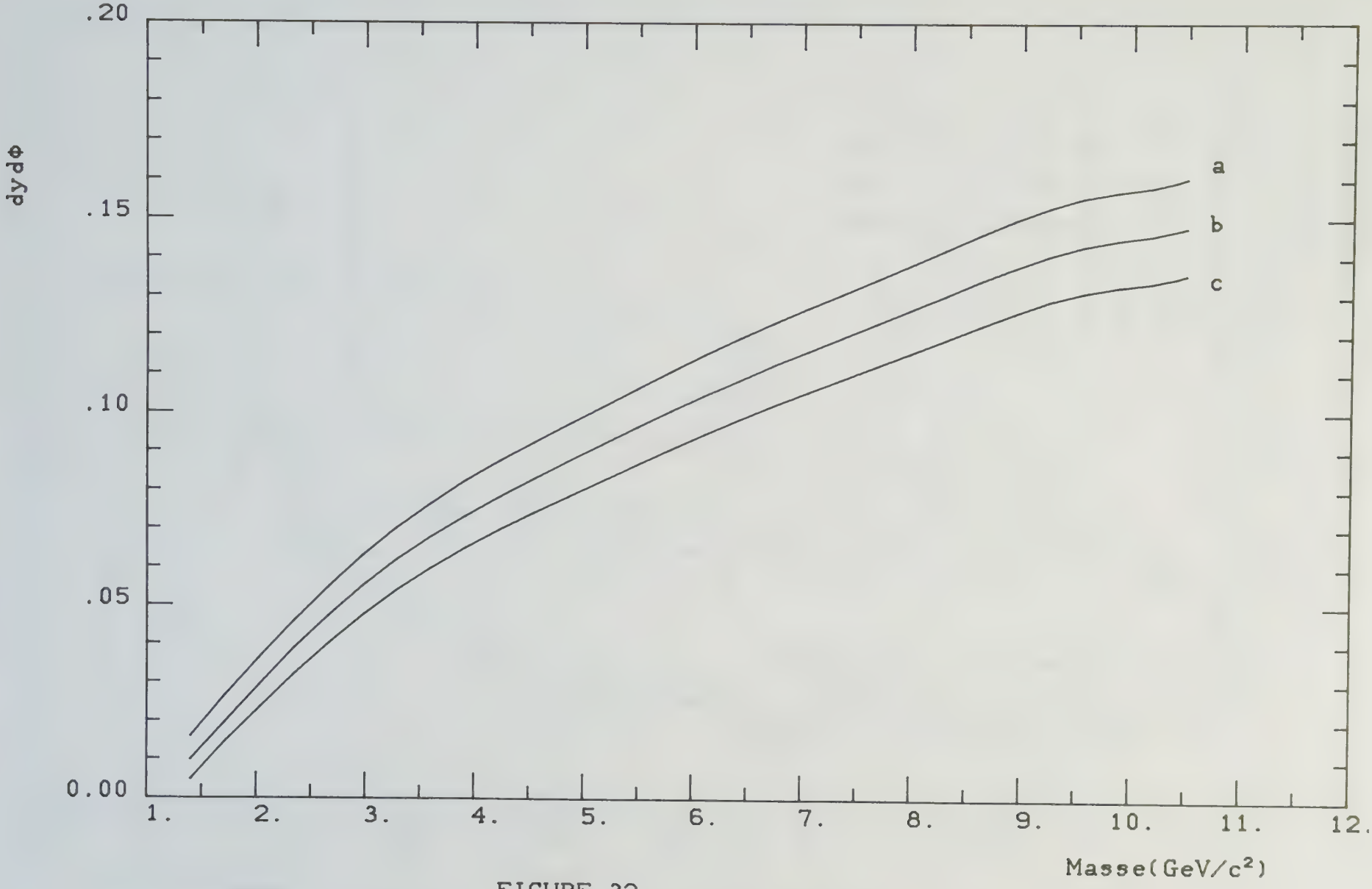



FIGURE 32

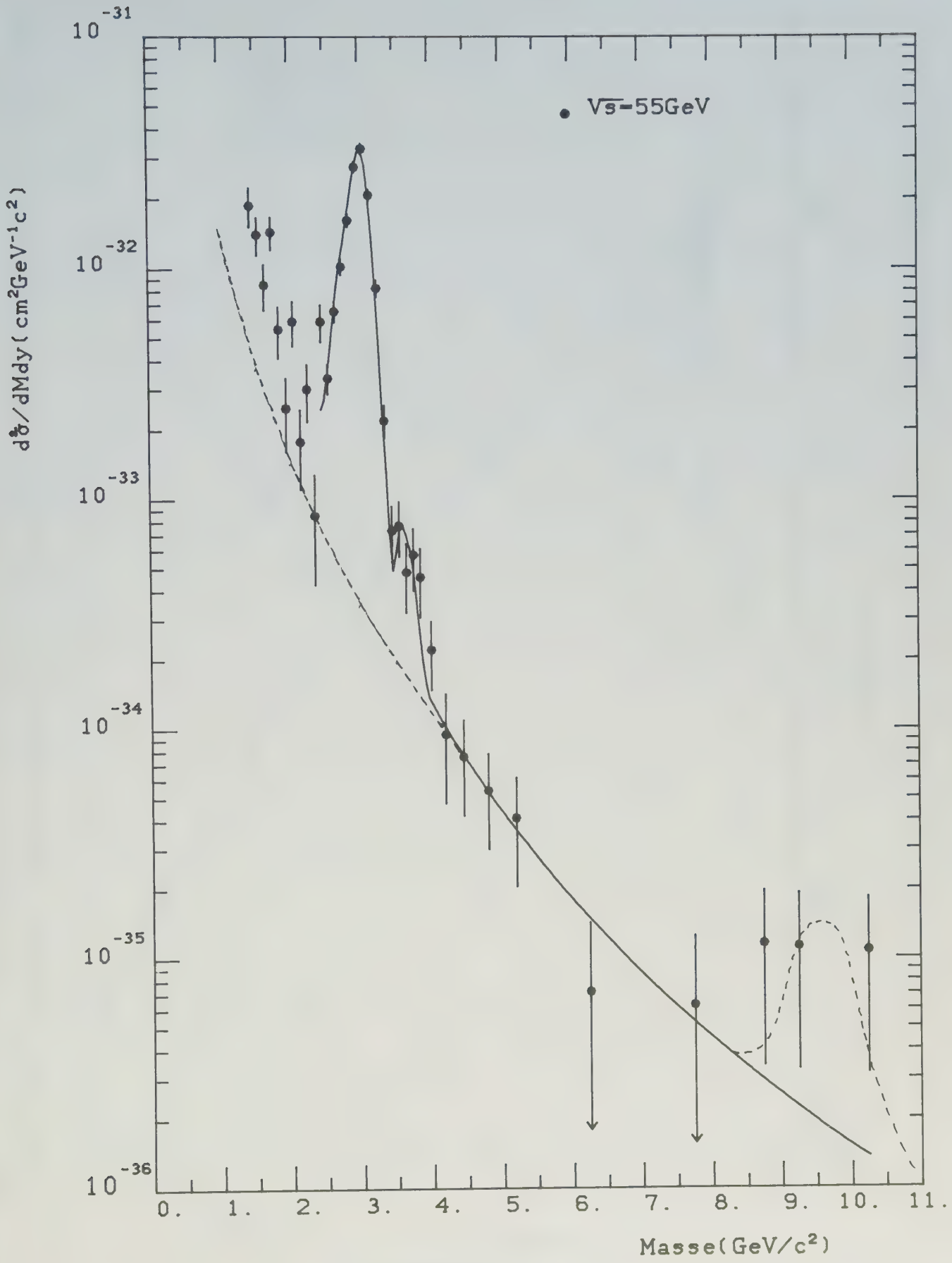

$10^{-31}$
$10^{-32}$
$10^{-33}$
$10^{-34}$
$10^{-35}$
$10^{-36}$
$d\sigma/dMdy(cm^2GeV^{-1}c^2)$
$\sqrt{s}$=55GeV
0. 1. 2. 3. 4. 5. 6. 7. 8. 9. 10. 11.
Masse(GeV/$c^2$)

FIGURE 33

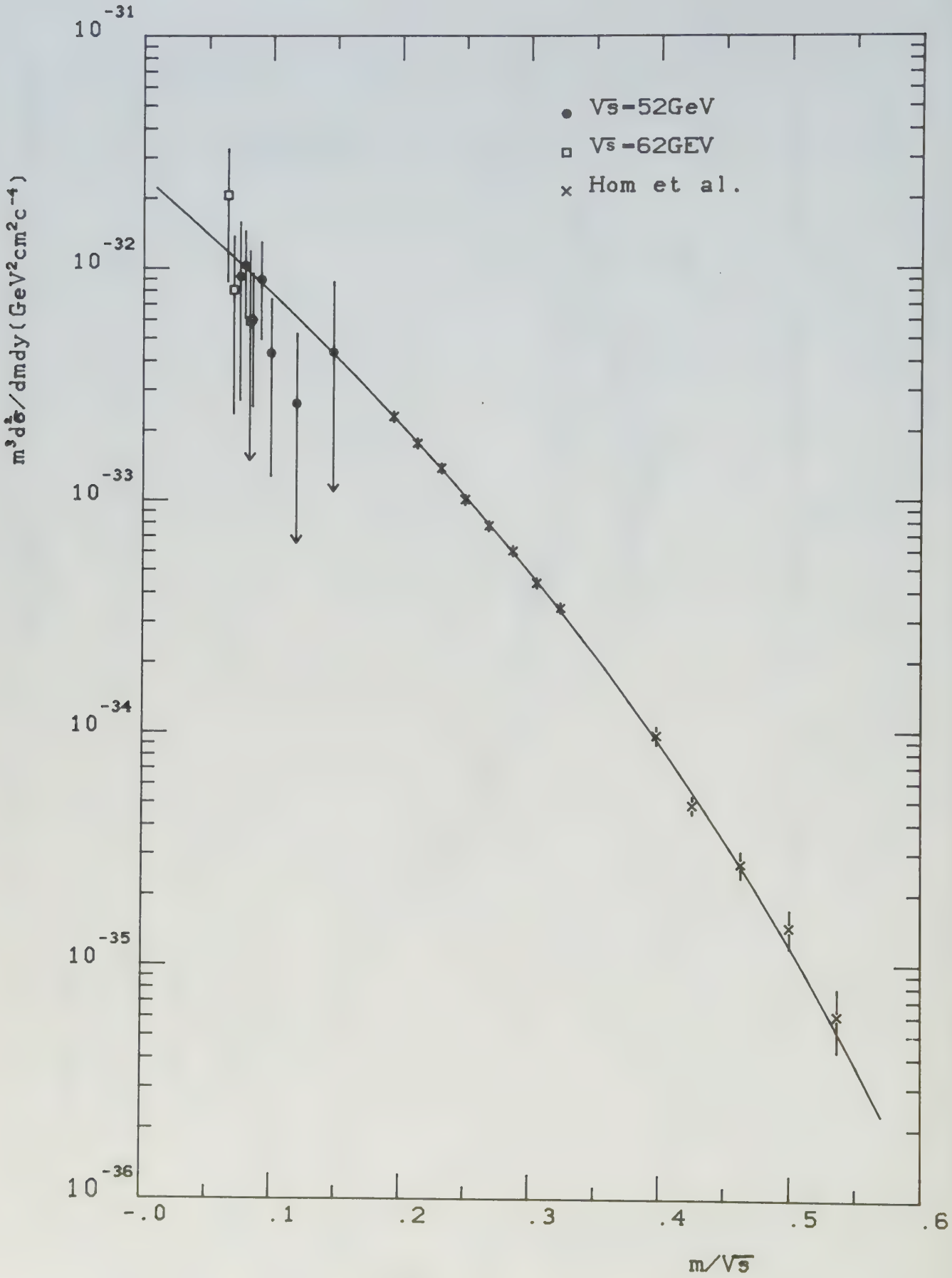

$10^{-31}$
$10^{-32}$
$10^{-33}$
$10^{-34}$
$10^{-35}$
$10^{-36}$
$m^3 d\bar{\sigma}/dmdy\,(GeV^2 cm^2 c^{-4})$
$\sqrt{s}$=52GeV
$\sqrt{s}$=62GEV
Hom et al.
-.0
.1
.2
.3
.4
.5
.6
$m/\sqrt{s}$

FIGURE 34

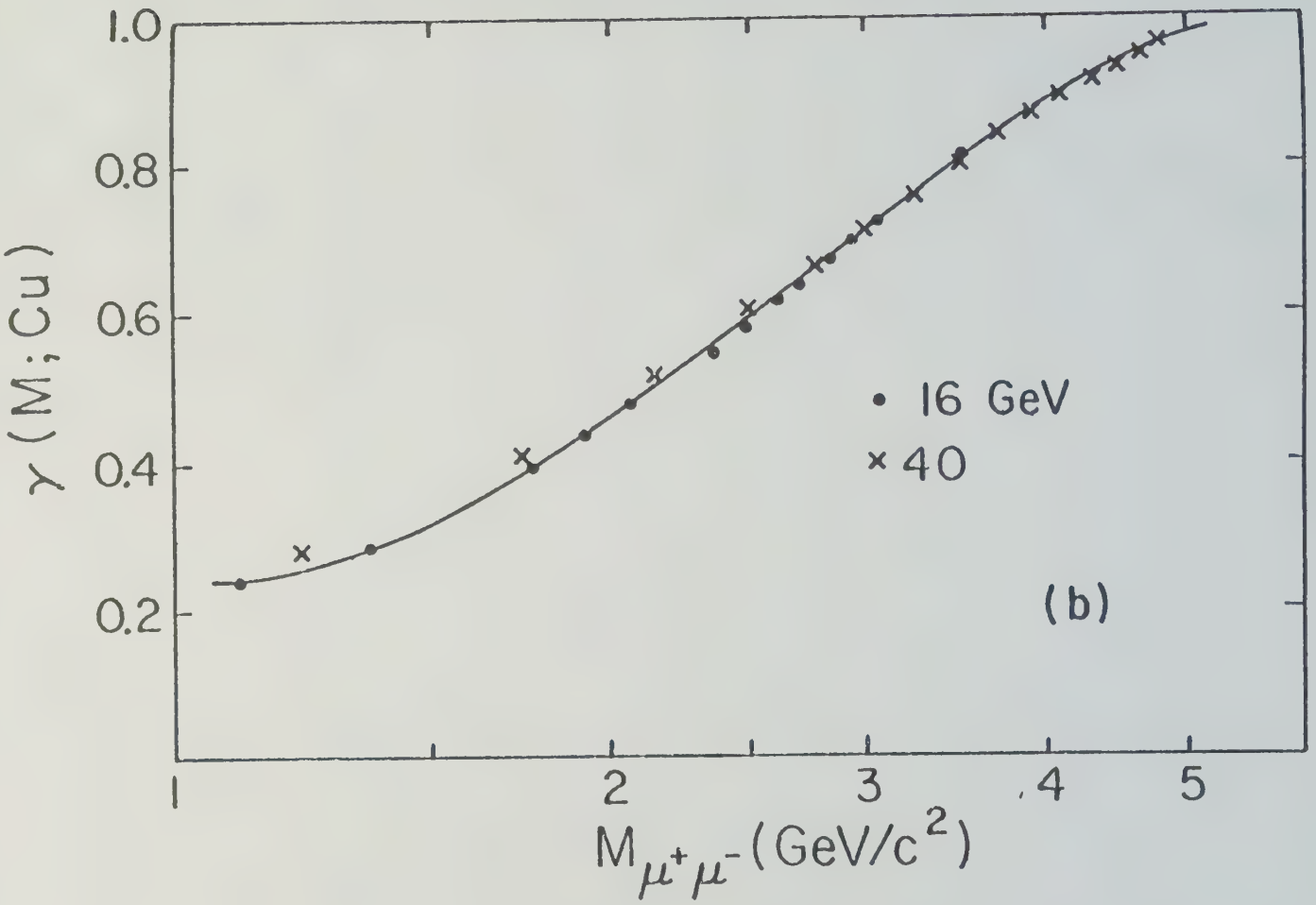



FIGURE 35

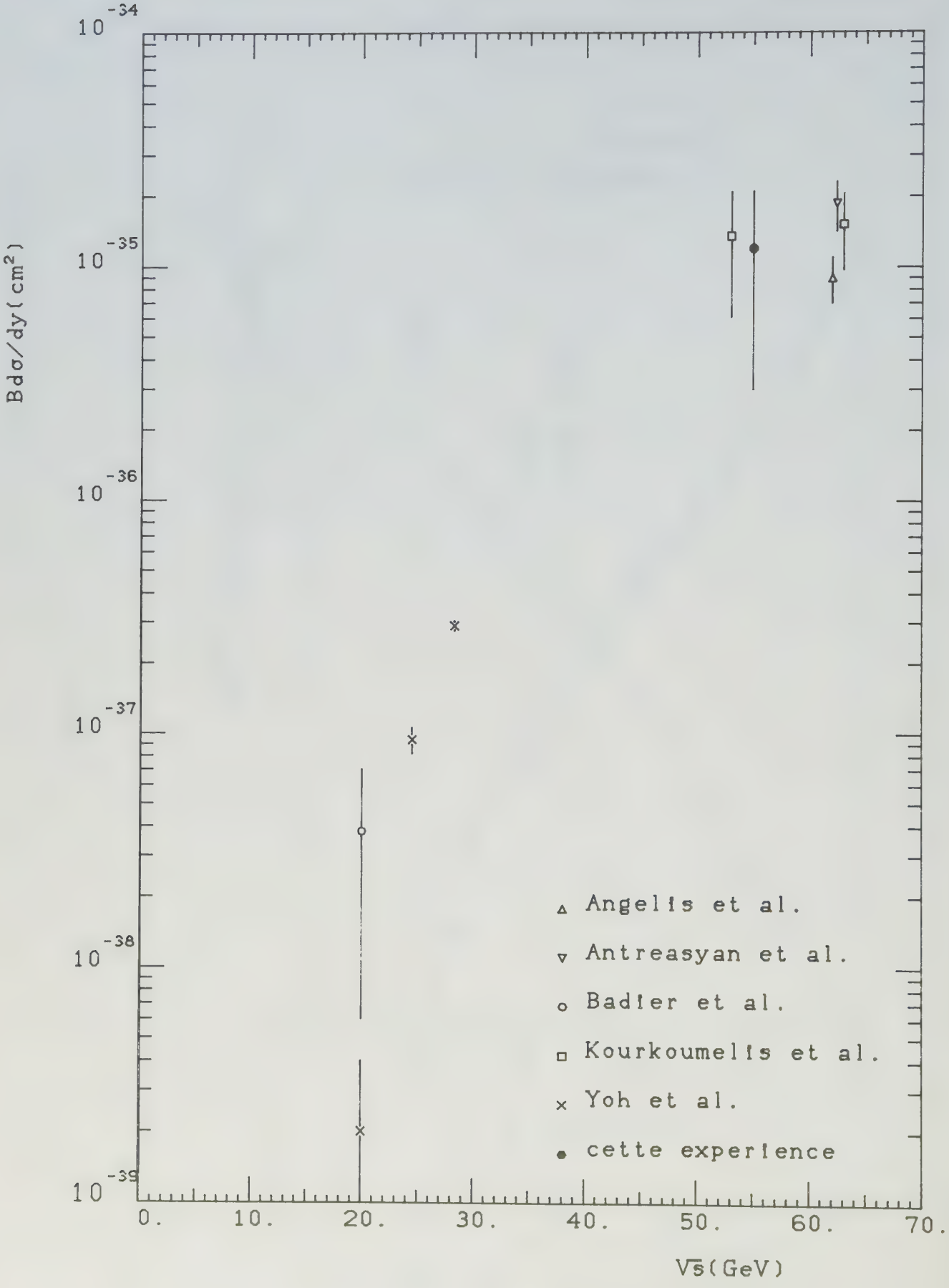

$10^{-34}$
$10^{-35}$
$10^{-36}$
$10^{-37}$
$10^{-38}$
$10^{-39}$
$Bd\sigma/dy(cm^2)$
0.
10.
20.
30.
40.
50.
60.
70.
$\sqrt{s}$(GeV)
Angelis et al.
Antreasyan et al.
Badier et al.
Kourkoumelis et al.
Yoh et al.
cette experience

FIGURE 36

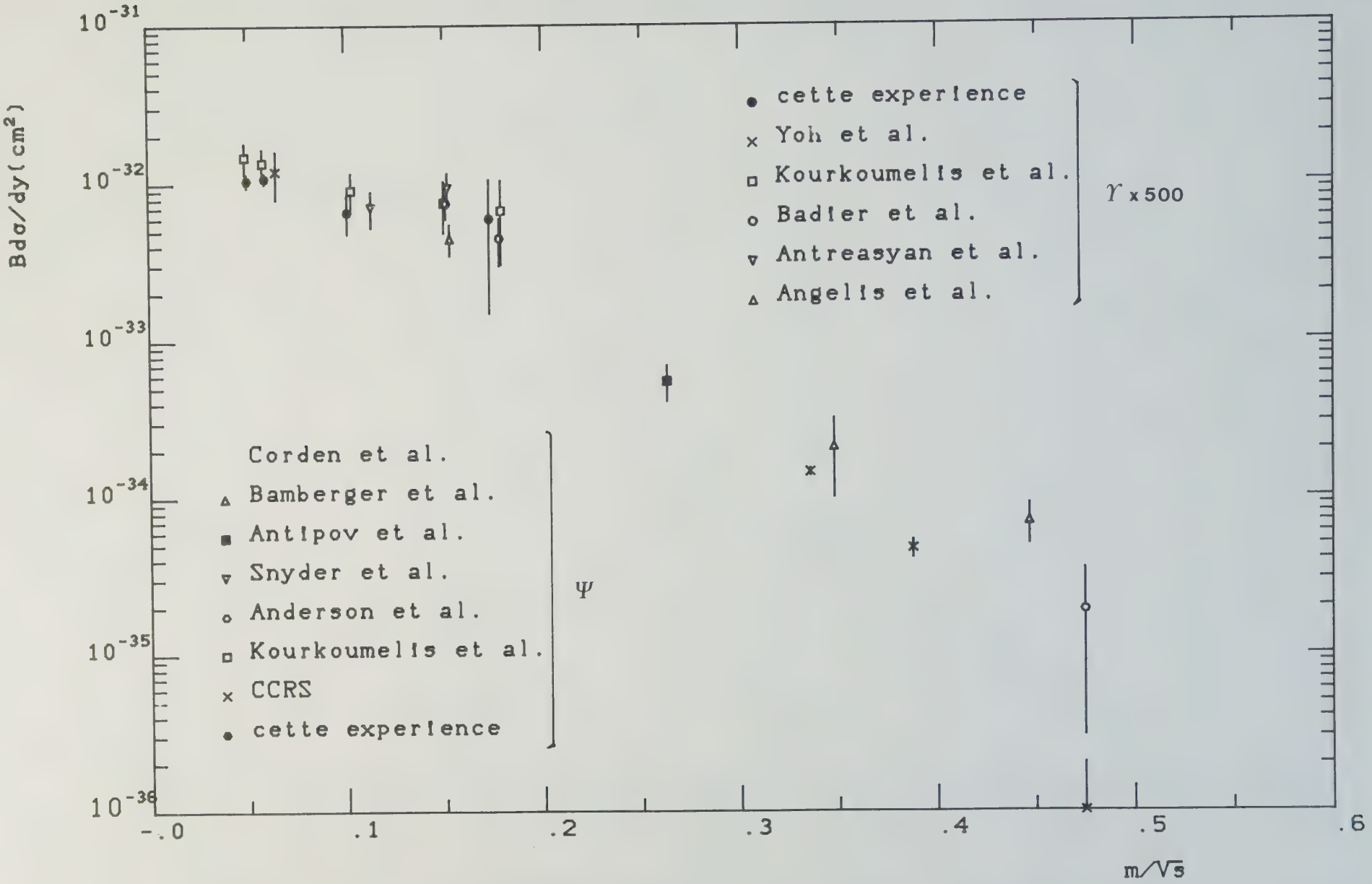

$10^{-31}$
$10^{-32}$
$10^{-33}$
$10^{-34}$
$10^{-35}$
$10^{-36}$
$B d\sigma/dy(cm^2)$
-.0
.1
.2
.3
.4
.5
.6
$m/\sqrt{s}$
cette experience
Yoh et al.
Kourkoumelis et al.
Badier et al.
Antreasyan et al.
Angelis et al.
$\Upsilon$ x500
Corden et al.
Bamberger et al.
Antipov et al.
Snyder et al.
Anderson et al.
Kourkoumelis et al.
CCRS
cette experience
$\Psi$

FIGURE 37

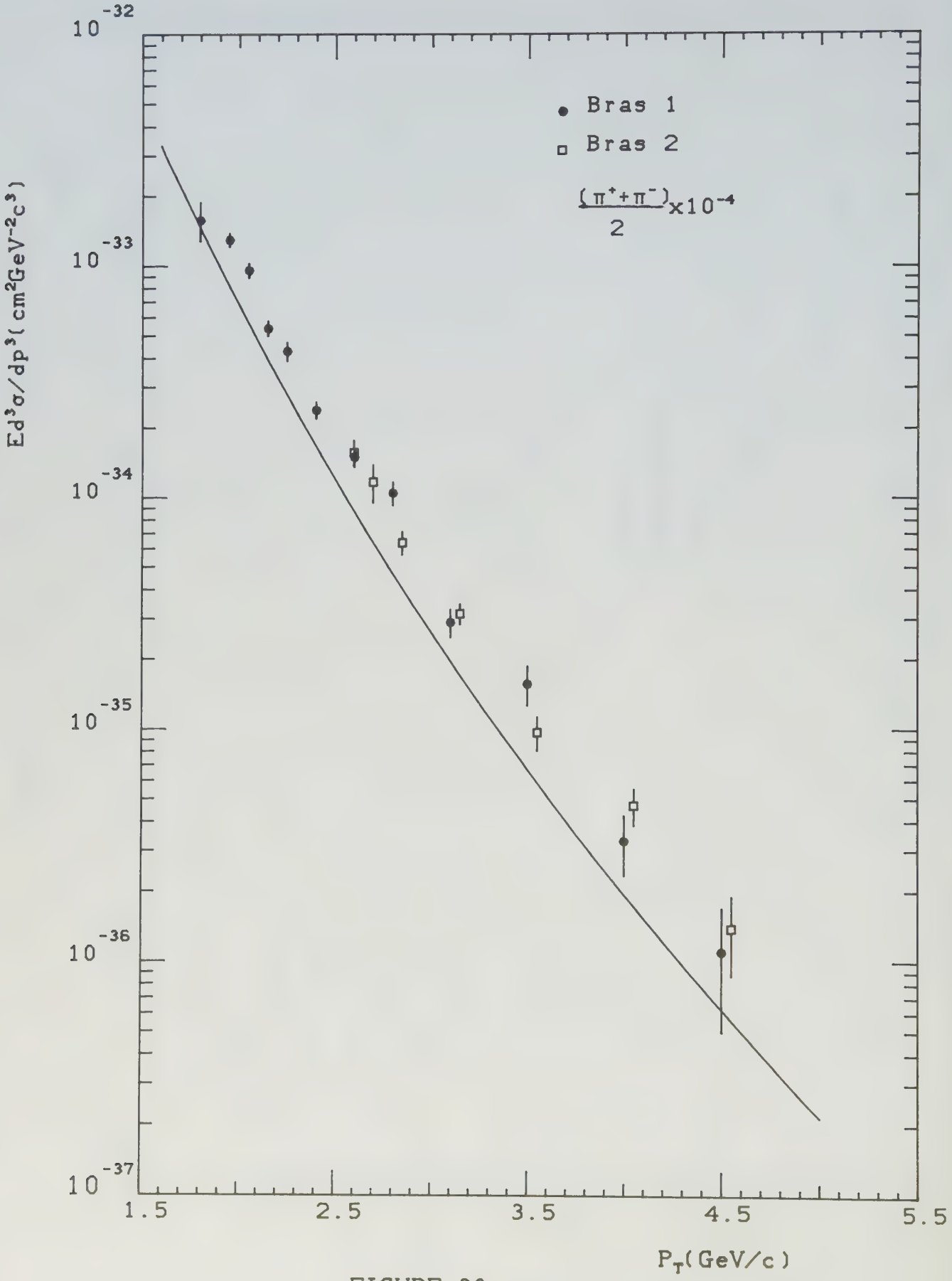
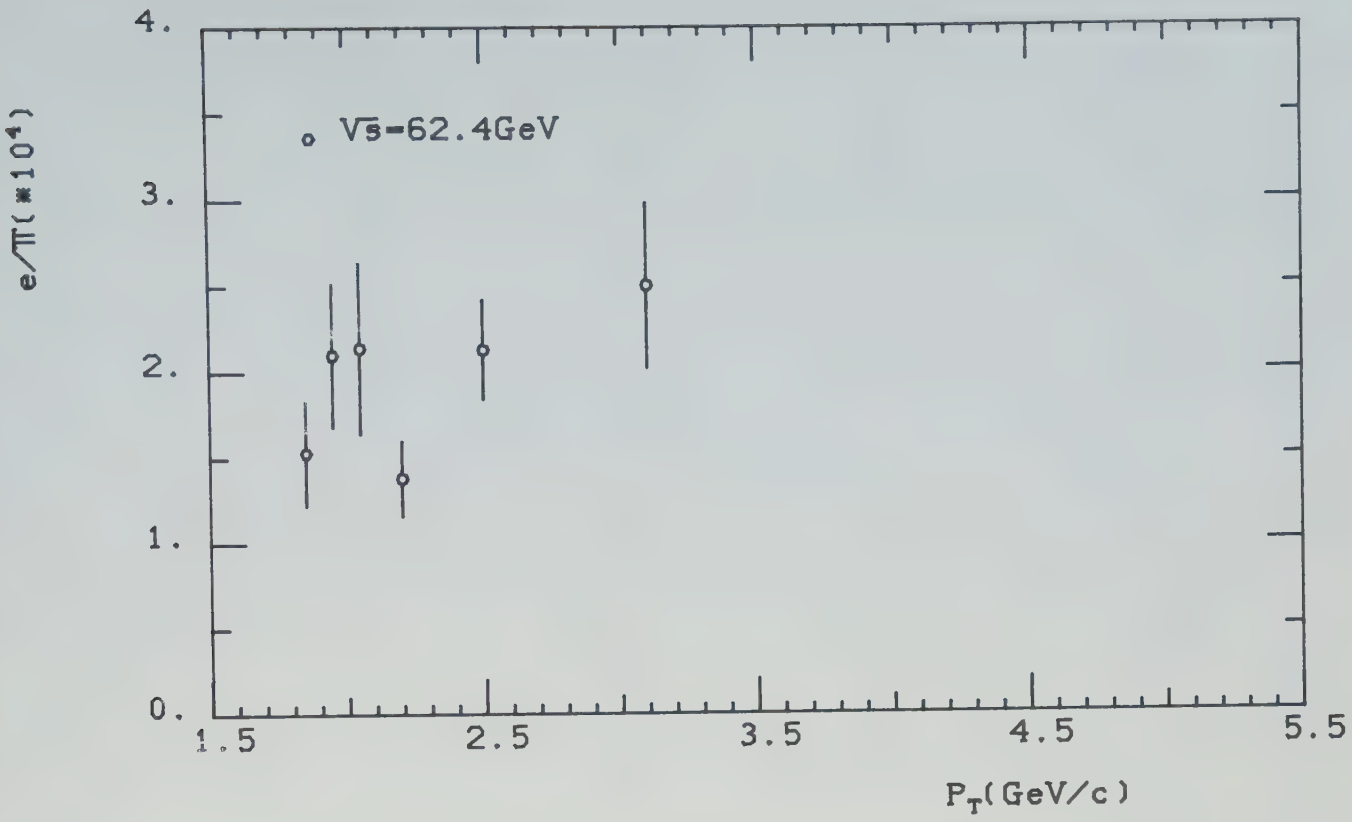

Bras 1
Bras 2
$\frac{(\pi^+ + \pi^-)}{2} \times 10^{-4}$
$Ed^3\sigma/dp^3$ ( $cm^2 GeV^{-2} c^3$ )
$10^{-32}$
$10^{-33}$
$10^{-34}$
$10^{-35}$
$10^{-36}$
$10^{-37}$
1.5
2.5
3.5
4.5
5.5
$P_T$ (GeV/c)

FIGURE 38


e/π(*10⁴)
4.
3.
2.
1.
0.
o √s=62.4GeV
1.5
2.5
3.5
4.5
5.5
P_T(GeV/c)

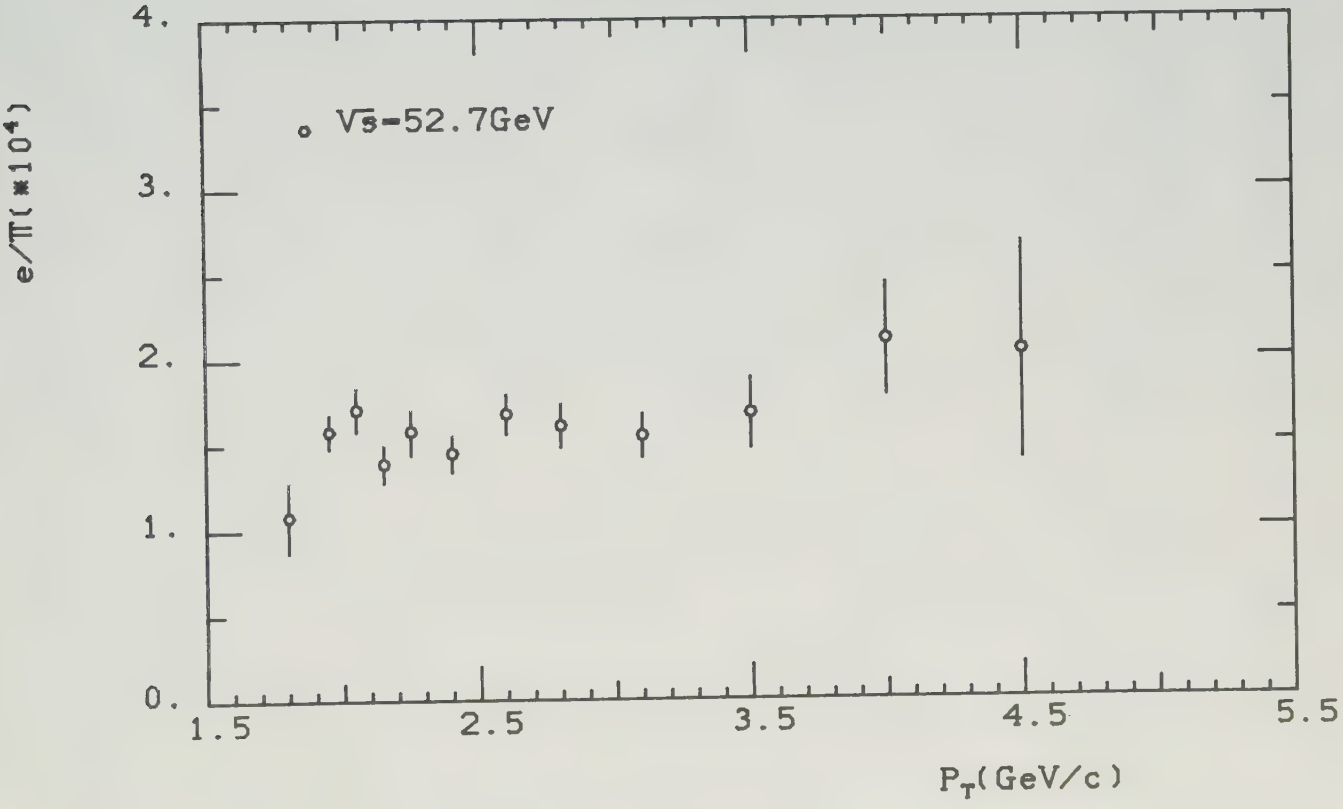

e/π(*10⁴)
4.
3.
2.
1.
0.
o √s=52.7GeV
1.5
2.5
3.5
4.5
5.5
P_T(GeV/c)

FIGURE 39

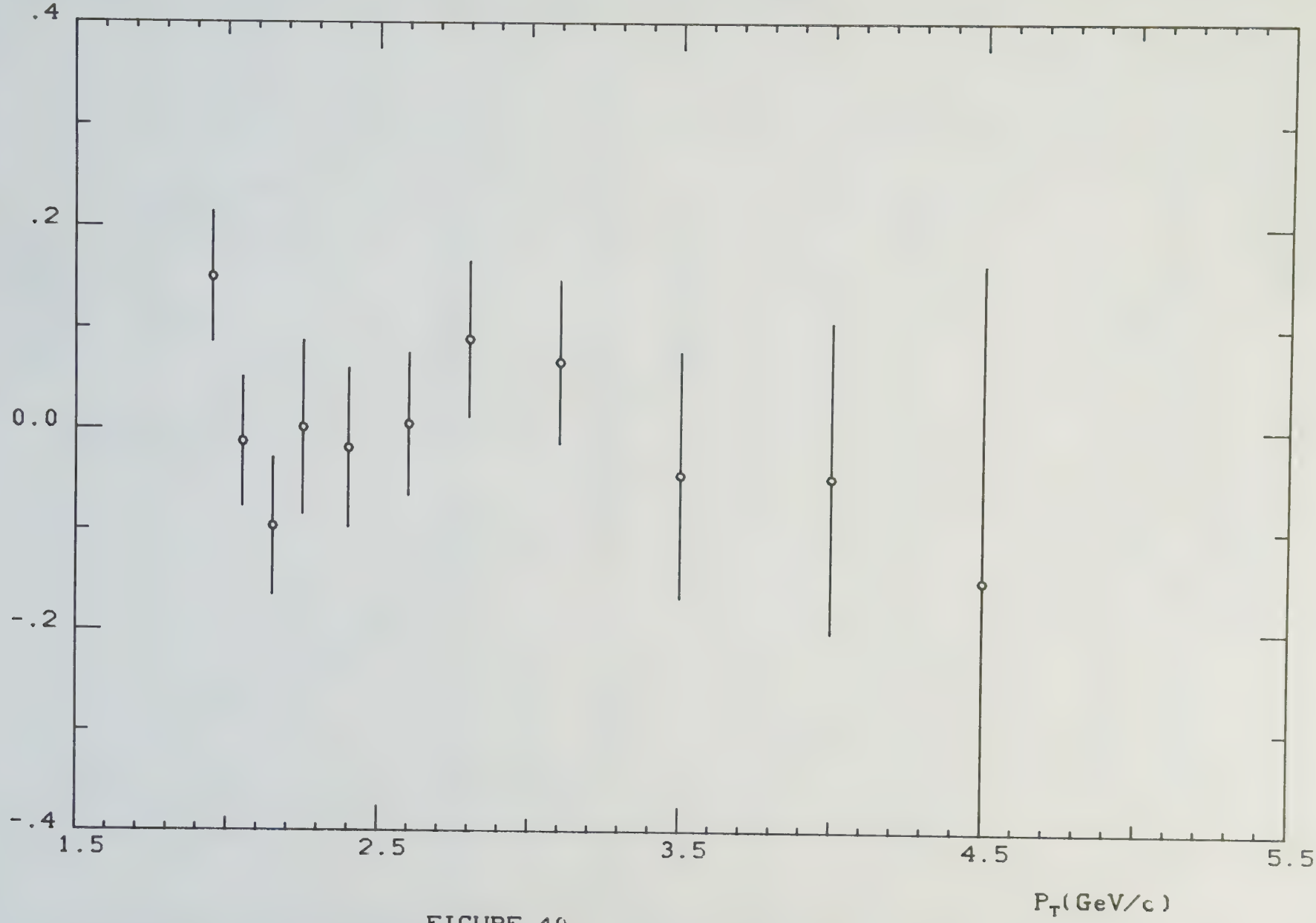



FIGURE 40

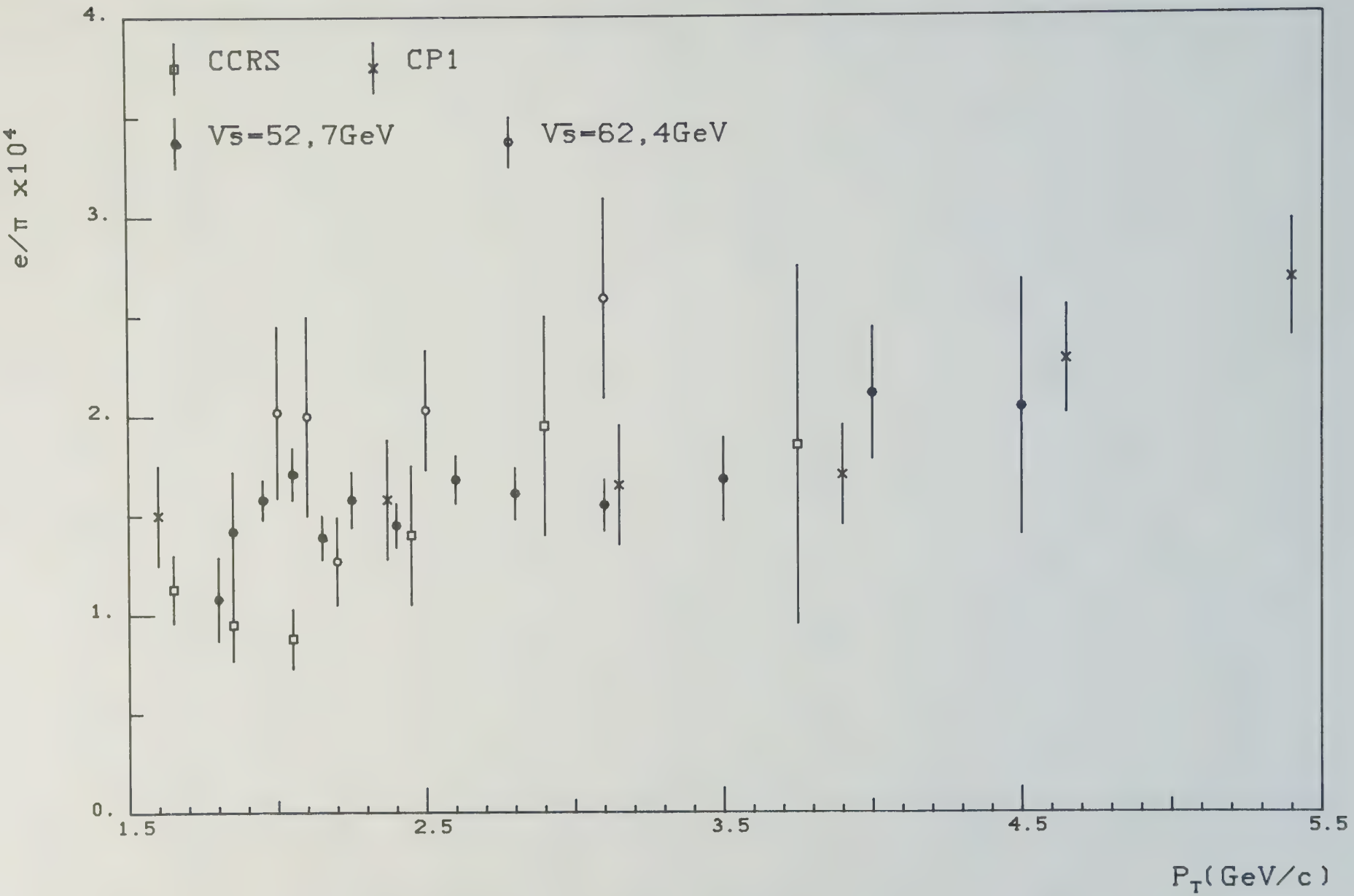



Figure 41

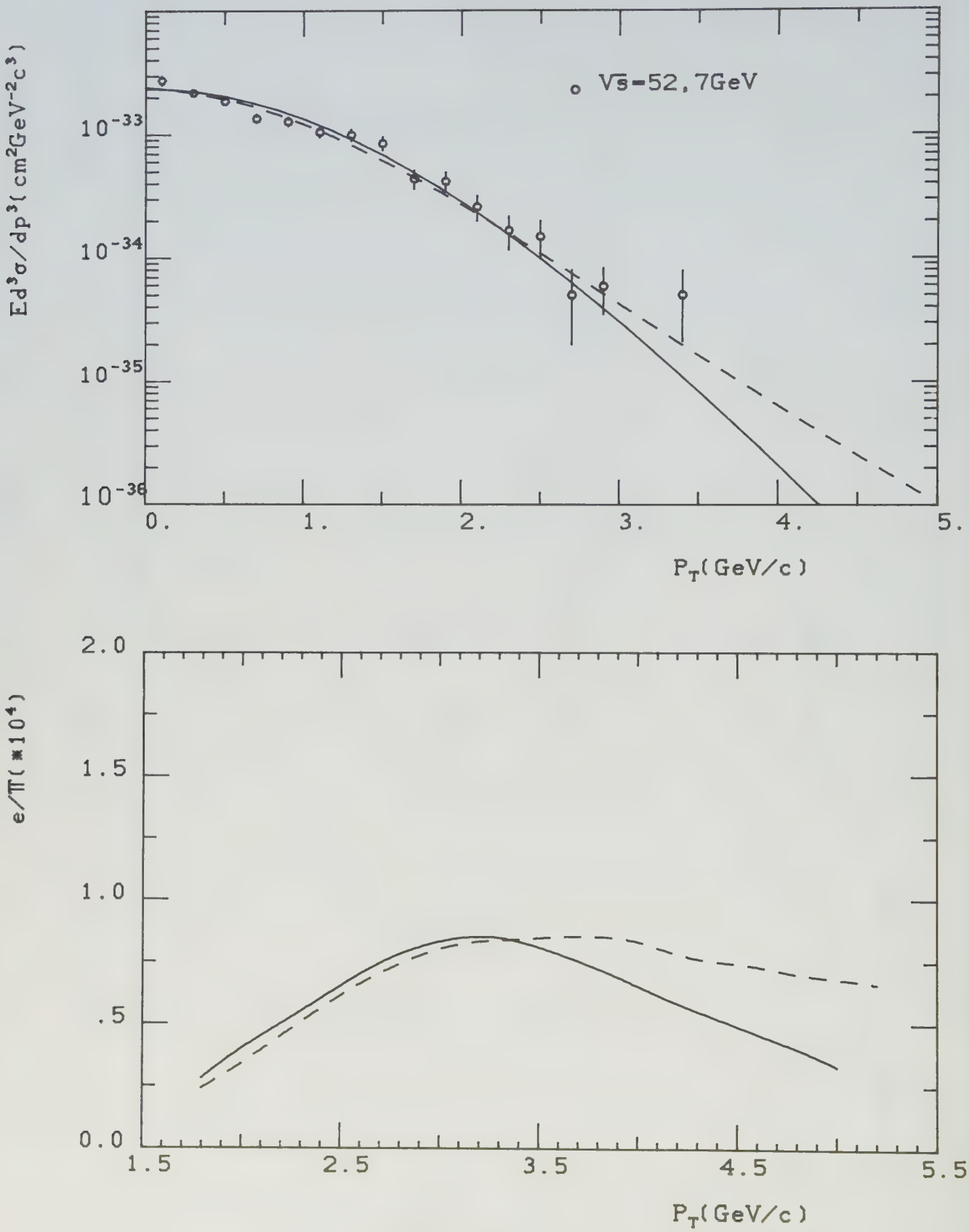

Ed³σ/dp³(cm²GeV⁻²c³)
o √s=52,7GeV
10⁻³³
10⁻³⁴
10⁻³⁵
10⁻³⁶
0.
1.
2.
3.
4.
5.
P_T(GeV/c)
e/π(*10⁴)
2.0
1.5
1.0
.5
0.0
1.5
2.5
3.5
4.5
5.5
P_T(GeV/c)

FIGURE 43

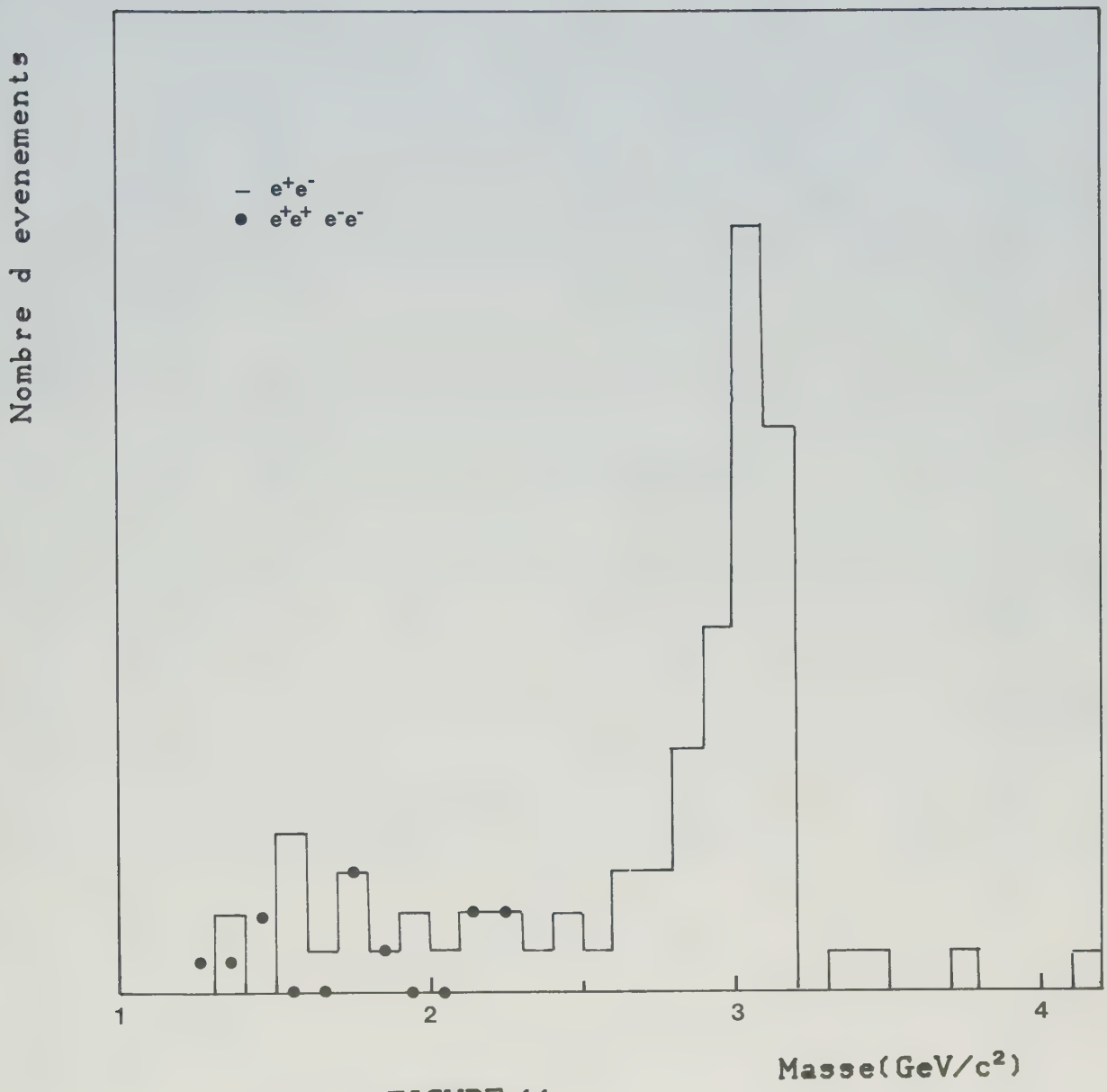



FIGURE 44

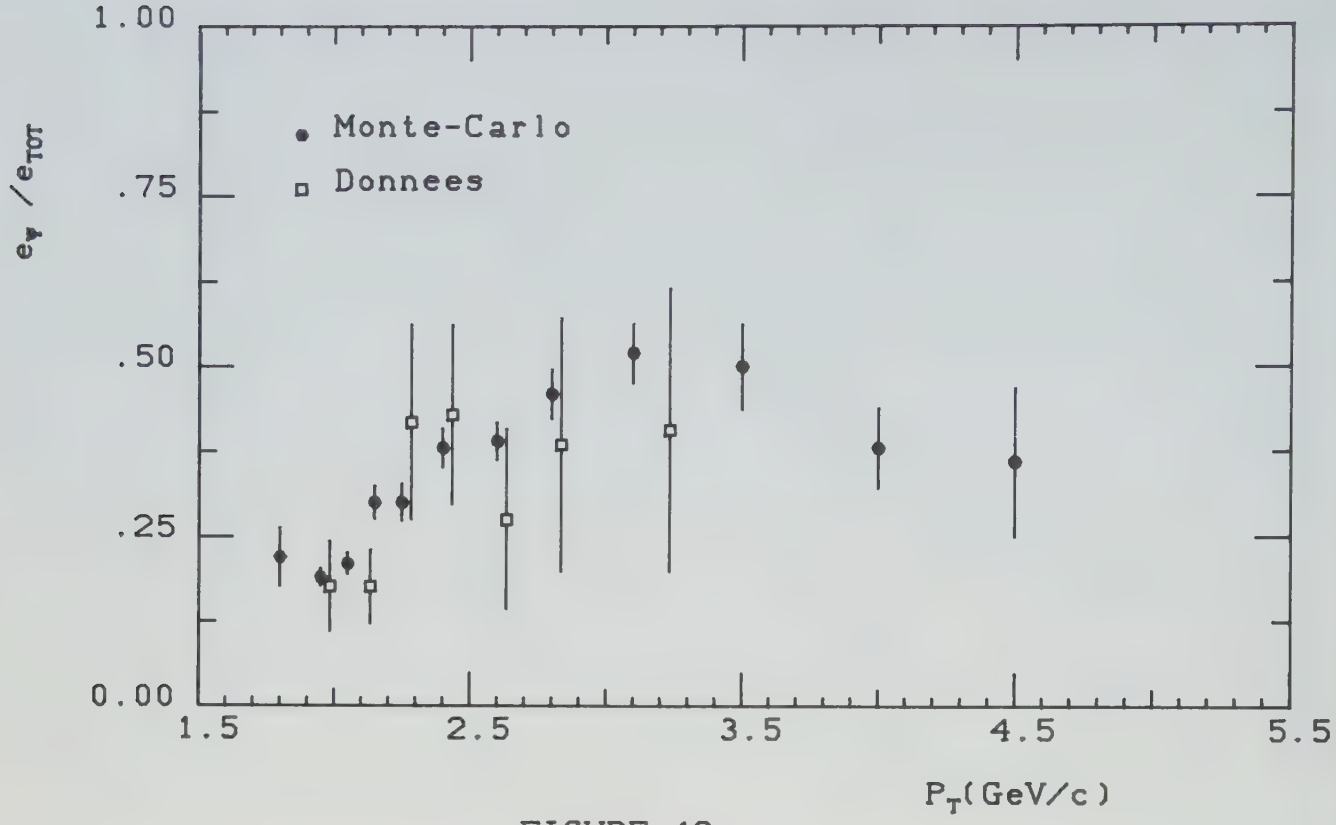



FIGURE 46

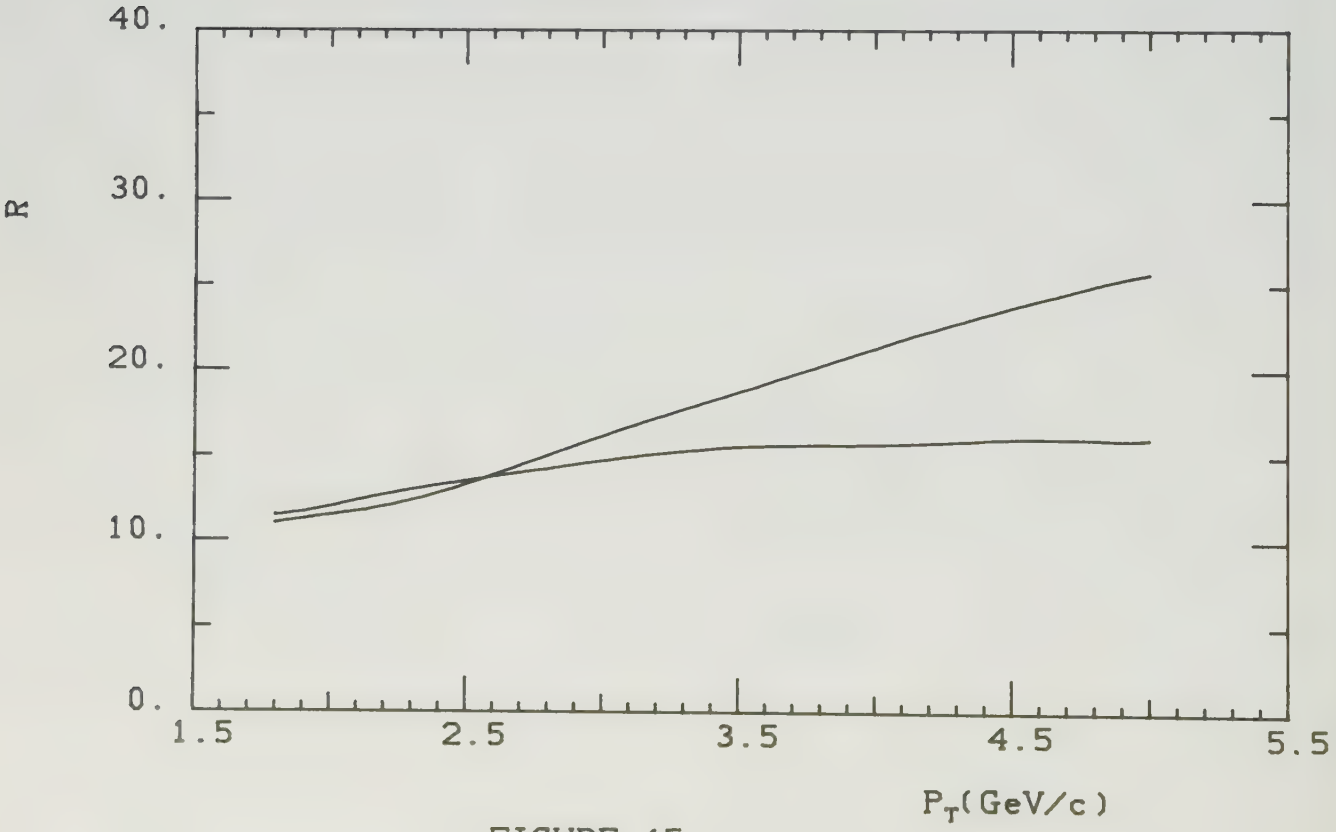



FIGURE 45

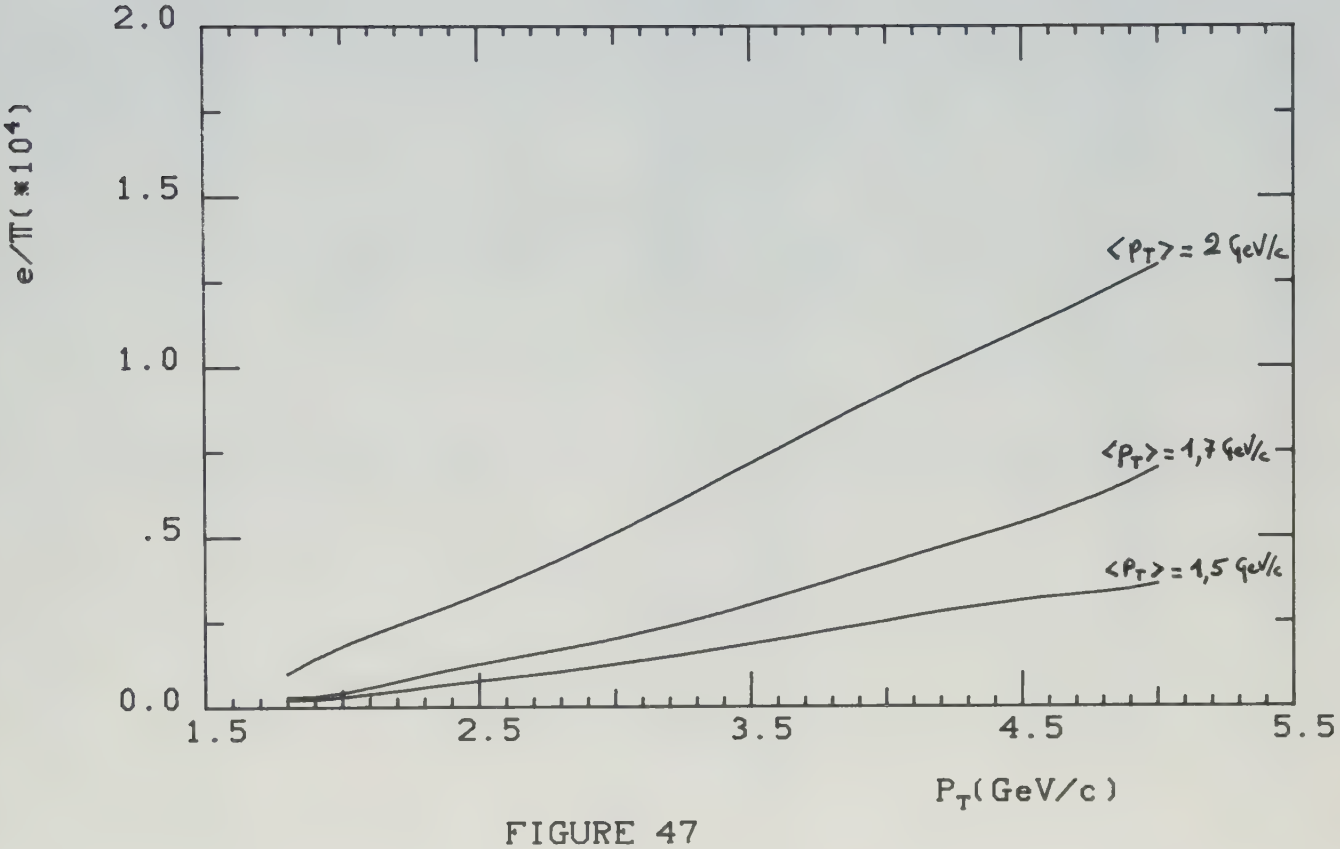

2.0
1.5
1.0
.5
0.0
e/π(*10⁴)
1.5
2.5
3.5
4.5
5.5
P_T(GeV/c)
<P_T> = 2 GeV/c
<P_T> = 1,7 GeV/c
<P_T> = 1,5 GeV/c

FIGURE 47

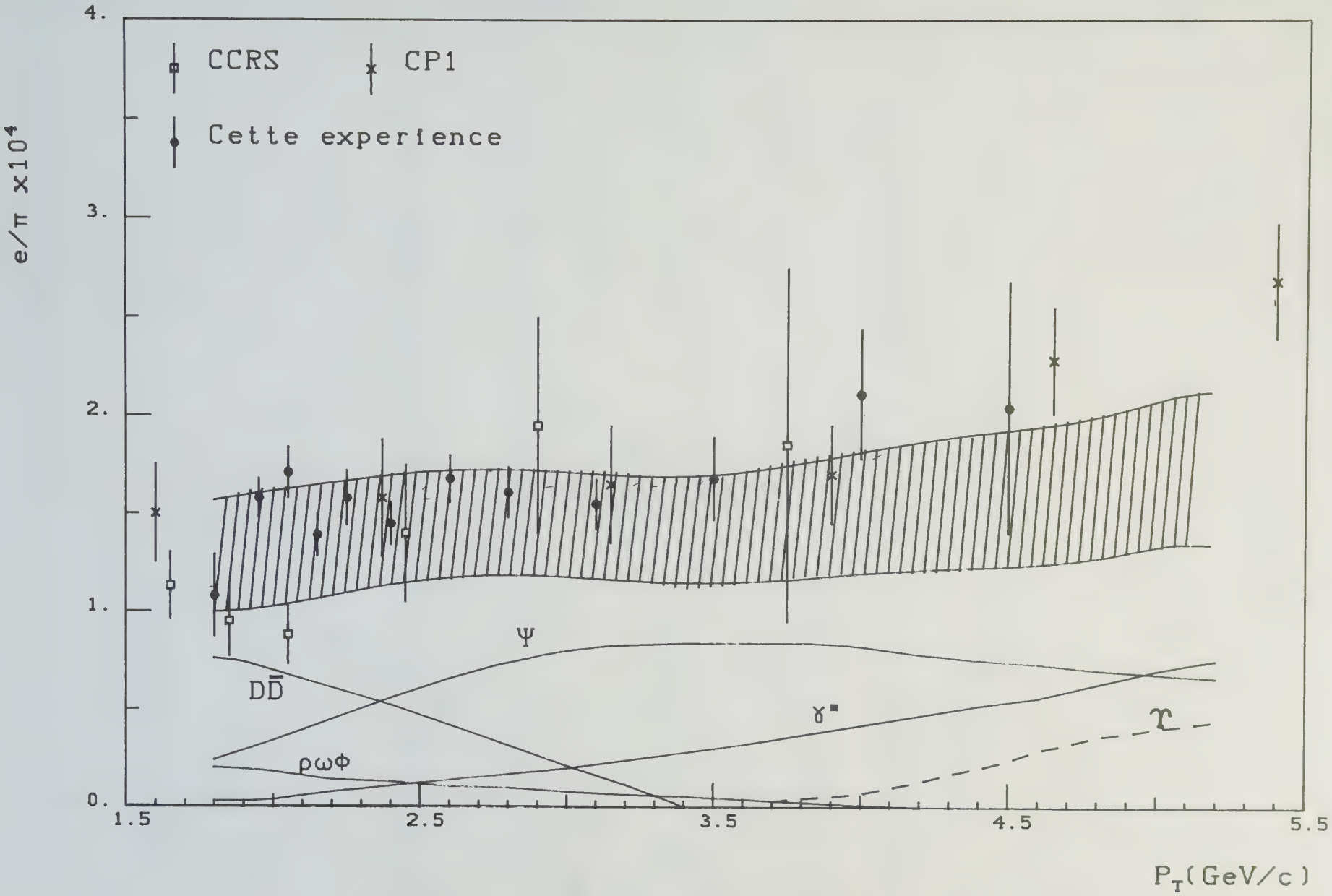

CCRS
CP1
Cette experience
e/π x10⁴
4.
3.
2.
1.
0.
1.5
2.5
3.5
4.5
5.5
Ψ
DD̄
γ*
ϒ
ρωΦ
P_T(GeV/c)

Figure 48

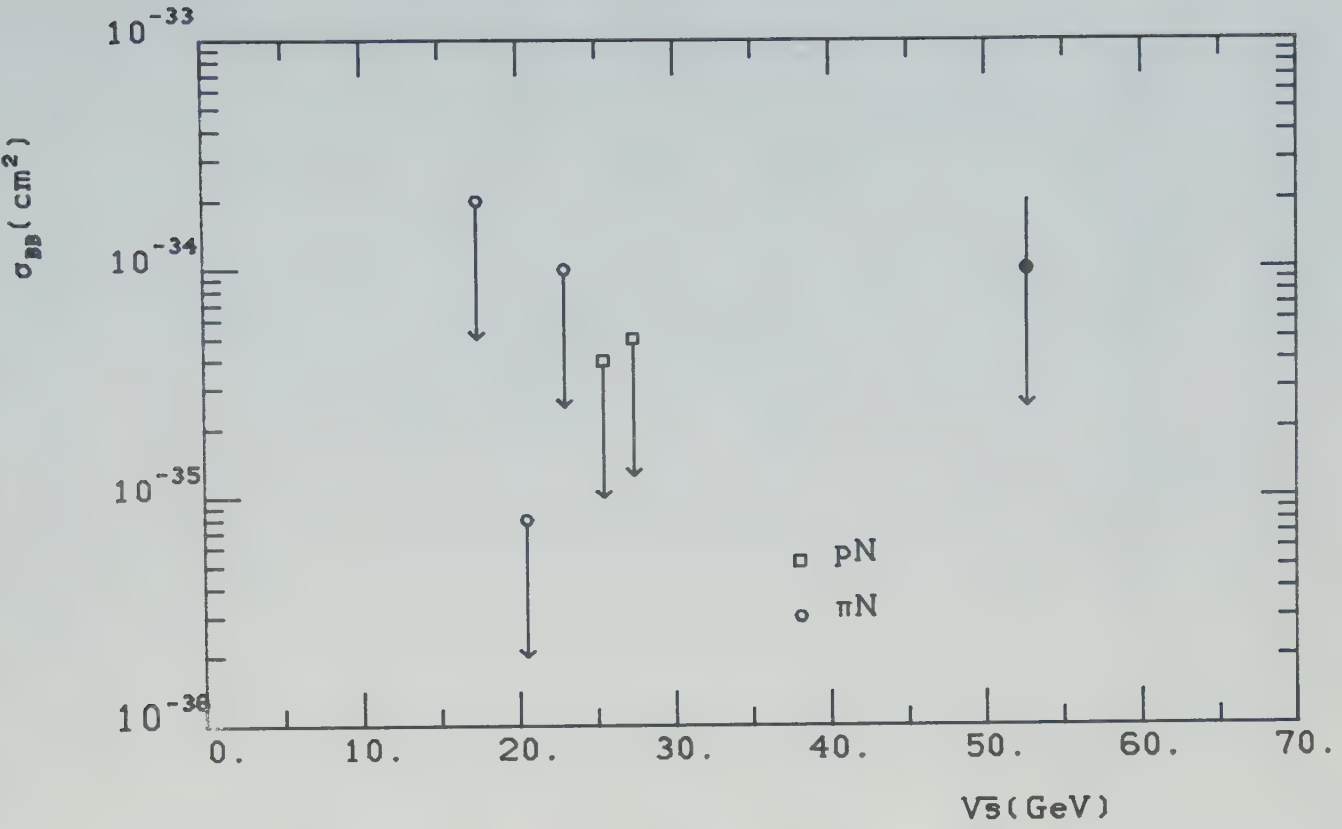



FIGURE 50

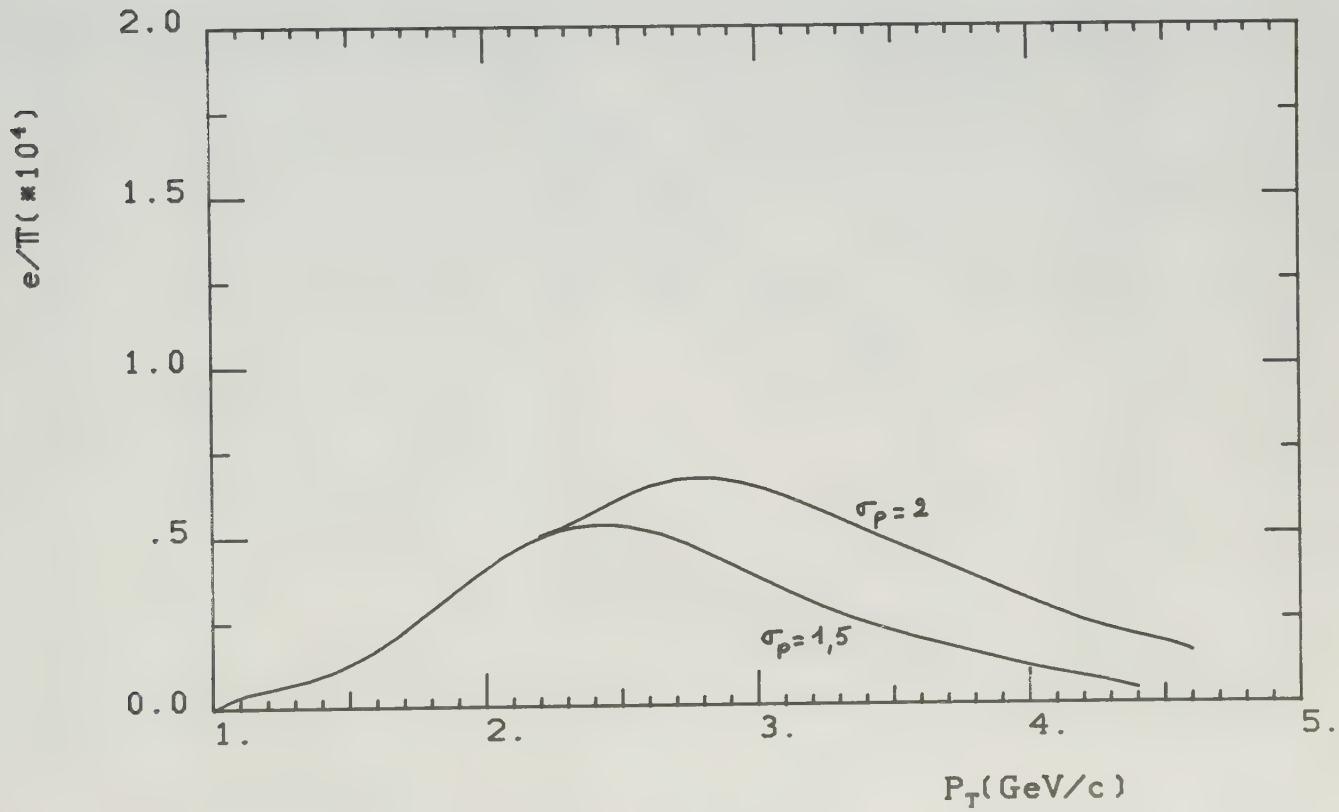
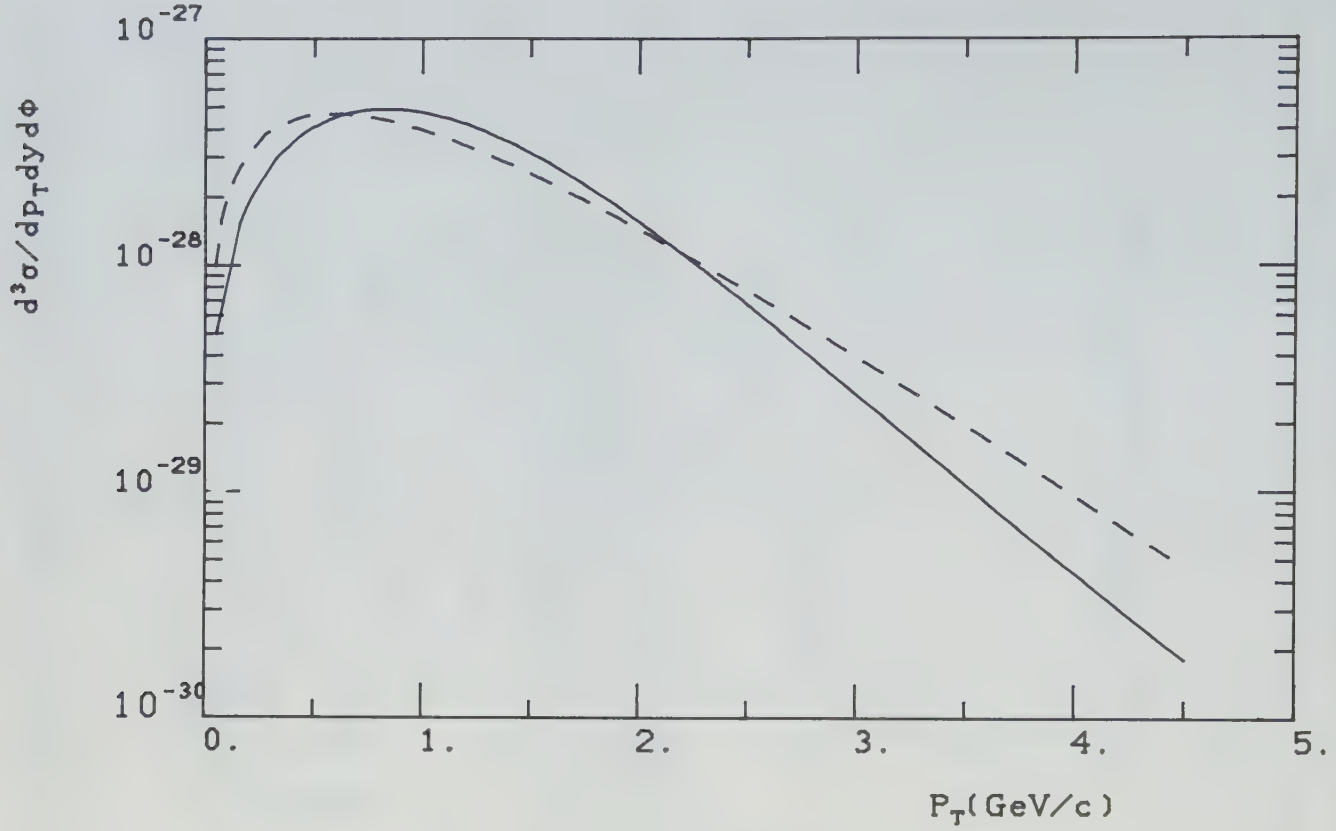



FIGURE 49


$10^{-27}$
$10^{-28}$
$10^{-29}$
$10^{-30}$
$d^3\sigma/dp_T dy d\Phi$
0.
1.
2.
3.
4.
5.
$P_T$(GeV/c)

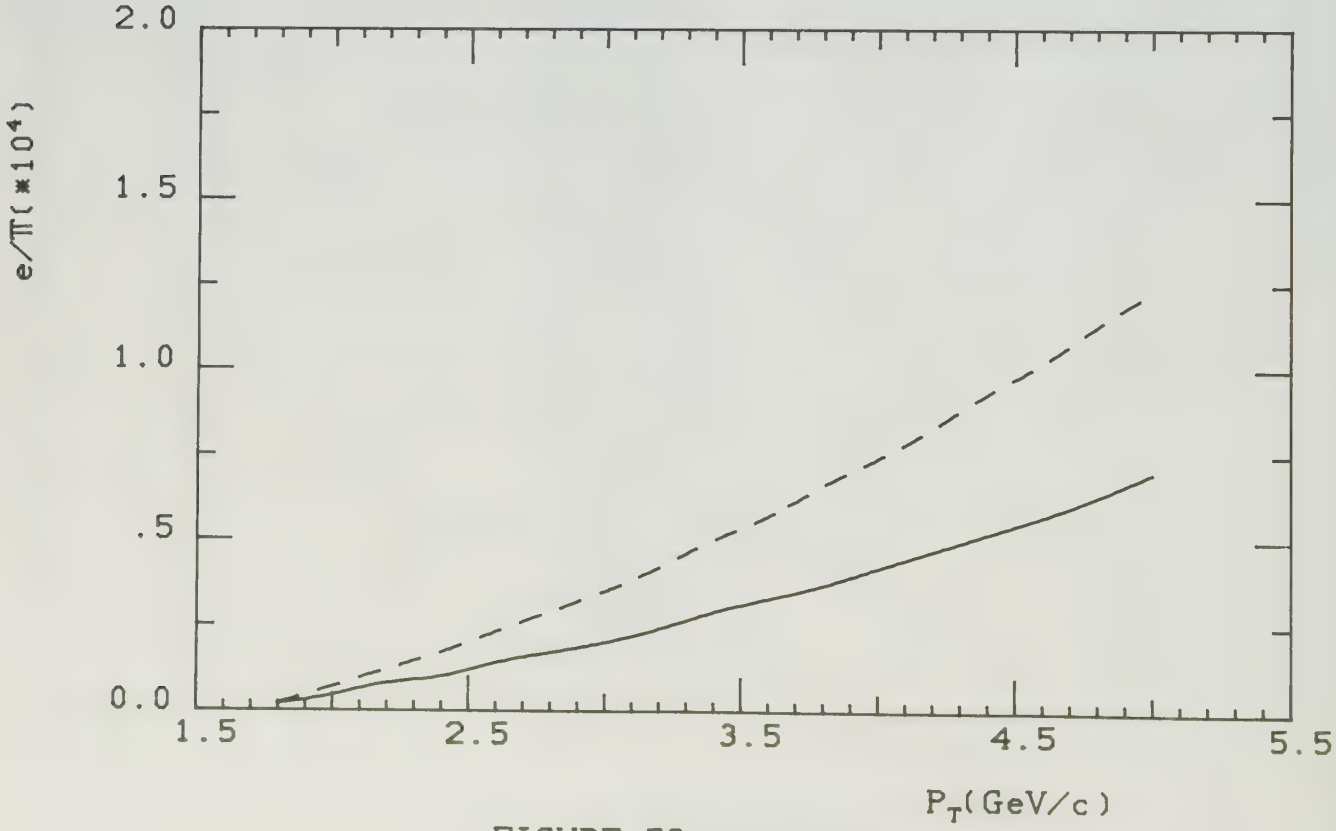
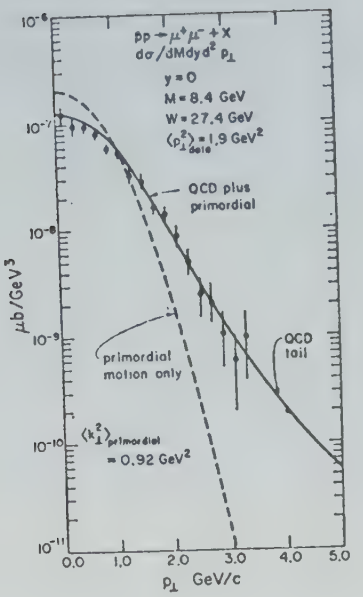

2.0
1.5
1.0
.5
0.0
e/π(*10⁴)
1.5
2.5
3.5
4.5
5.5
$P_T$(GeV/c)

FIGURE 52


pp → μ⁺μ⁻ + X
dσ/dMdyd² p⊥
y = 0
M = 8.4 GeV
W = 27.4 GeV
⟨p²⊥ dete⟩ = 1.9 GeV²
QCD plus primordial
primordial motion only
QCD tail
⟨k²⊥ primordial⟩ = 0.92 GeV²
μb/GeV³
p⊥ GeV/c

B

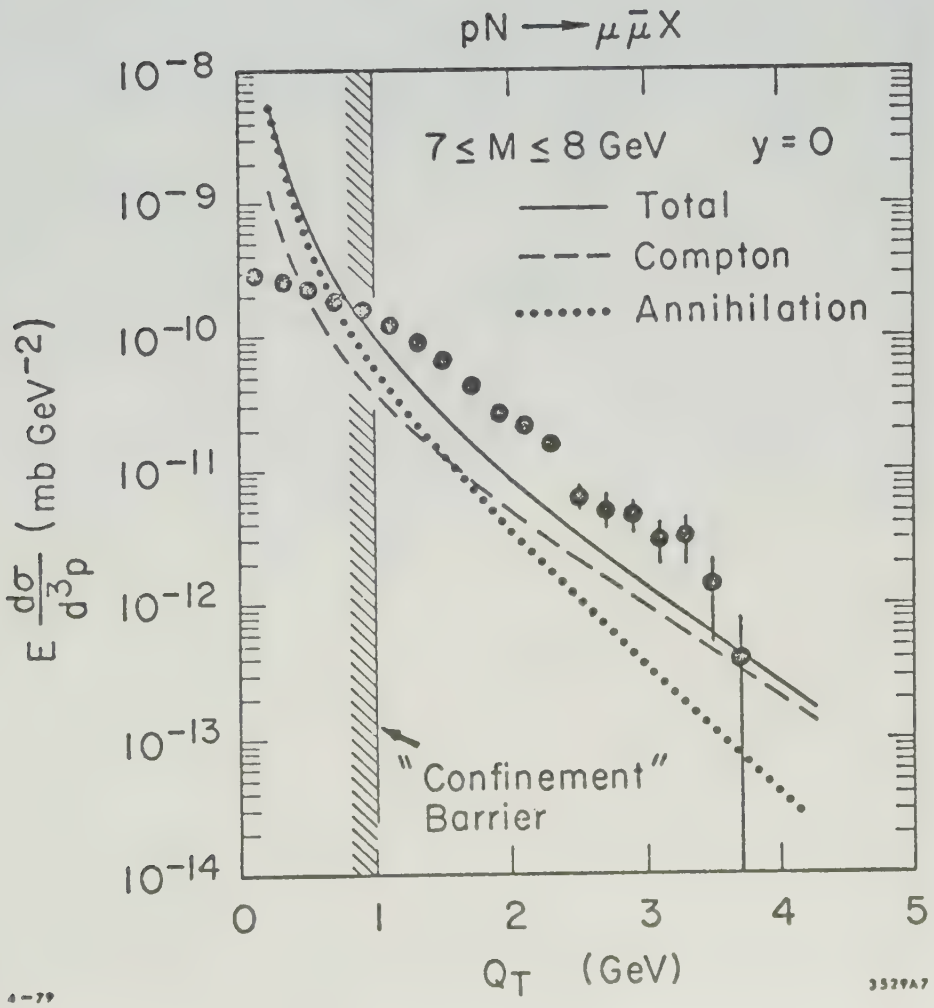

pN → μμ̄X
7 ≤ M ≤ 8 GeV
y = 0
Total
Compton
Annihilation
"Confinement" Barrier
E dσ/d³p (mb GeV⁻²)
Q_T (GeV)

FIGURE 54 A

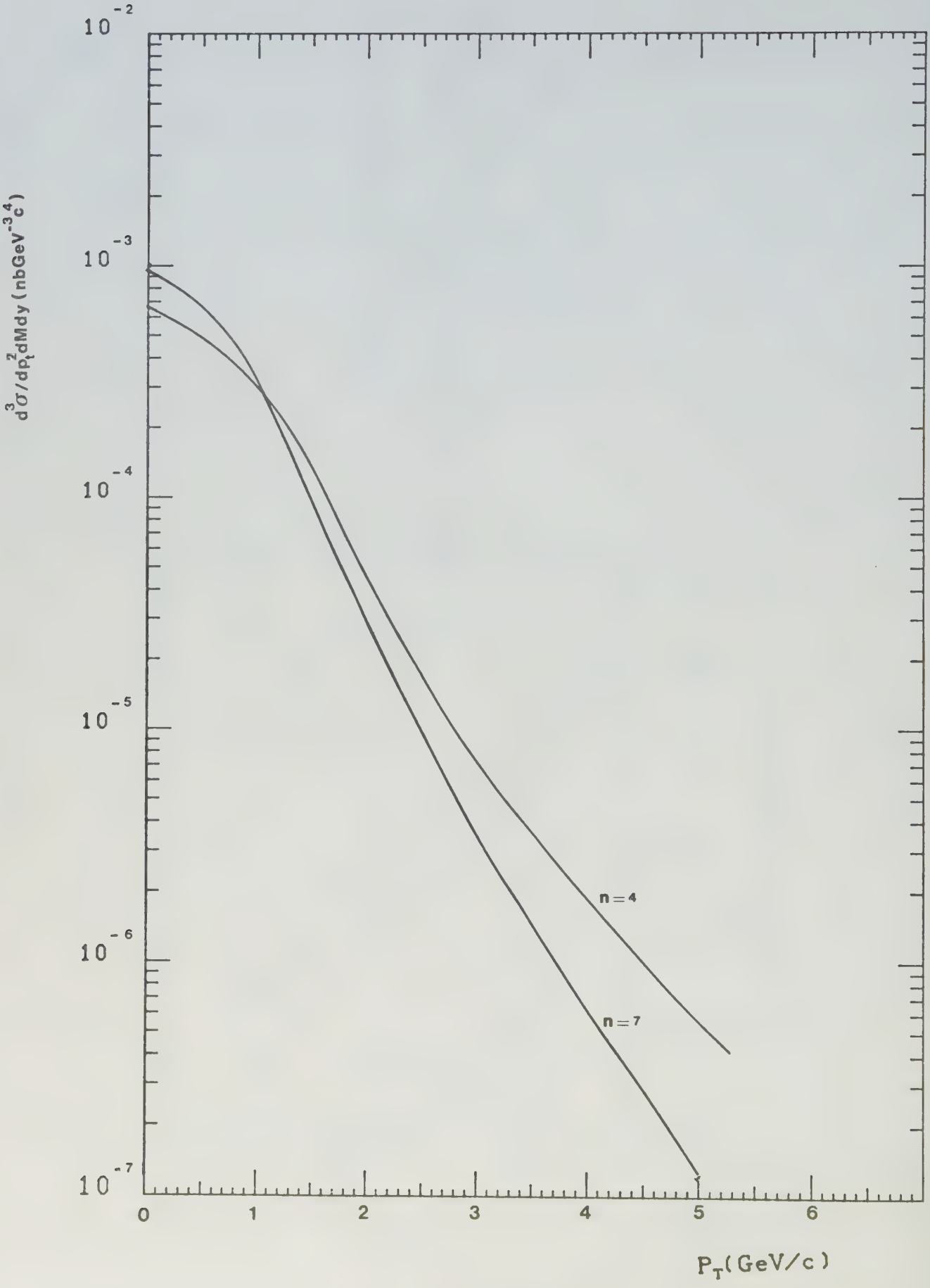

$10^{-2}$
$10^{-3}$
$10^{-4}$
$10^{-5}$
$10^{-6}$
$10^{-7}$
$d^3\sigma/dp_t^2dMdy\,(nbGeV^{-3}c^4)$
0
1
2
3
4
5
6
$P_T(GeV/c)$
n=4
n=7

FIGURE 55

Vu et approuvé

ORSAY, le 09 juin 1981

Les Membres du Jury